

Systematische Untersuchung der Emission geladener Teilchen in Ni+Ni-Reaktionen bei SIS-Energien

Vom Fachbereich Physik
der Technischen Universität Darmstadt

zur Erlangung des Grades
eines Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von
Dipl.-Phys. Florian Uhlig
aus Darmstadt

Referent: Priv.-Doz. Dr. H. Oeschler
Korreferent: Prof. Dr. P. Braun-Munzinger

Tag der Einreichung: 26.11.2003
Tag der Prüfung: 18.12.2003

Darmstadt 2003
D17

Zusammenfassung

Am Kaonenspektrometer KaoS des Schwerionensynchrotrons SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt wurden Untersuchungen zur Produktion und Emission von K^+ - und K^- -Mesonen in Ni+Ni-Reaktionen durchgeführt. Die kinetischen Strahlenergien betrugen 1.1, 1.5 und 1.93 AGeV und liegen somit für K^+ nahe und für K^- weit unterhalb der jeweiligen Energieschwelle für die Produktion dieser Teilchen in freien Nukleon-Nukleon-Reaktionen. Für alle drei kinetischen Strahlenergien wurden die energiedifferentiellen und integralen Produktionswirkungsquerschnitte für π^+ , π^- , K^+ , K^- und Protonen als Funktion der Stoßzentralität untersucht. Bei der höchsten Strahlenergie von 1.93 AGeV wurde zusätzlich auch die polare Winkelverteilung als Funktion der Stoßzentralität untersucht.

Sowohl die K^+ -, als auch die K^- -Multiplizitäten zeigen einen überproportionalen Anstieg als Funktion der Anzahl an der Reaktion beteiligten Nukleonen, der für beide Teilchensorten (bei der kinetischen Strahlenergie von 1.93 AGeV) identisch ist. Bei der kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV ist der Anstieg für beide Teilchensorten nicht nur im Reaktionssystem Ni+Ni, sondern auch im schwereren Reaktionssystem Au+Au bei gleicher Strahlenergie, identisch. Dies führt zu einem konstanten K^+/K^- -Verhältnis als Funktion der Zentralität, was auf die Kopplung der K^- - an die K^+ -Produktion über die "strangeness-exchange"-Reaktion $\pi Y \Rightarrow K^- N$ zurückgeführt wird.

Die durch Anpassung mit einer Maxwell-Boltzmann-Funktion an die Energieverteilungen der K^+ -Wirkungsquerschnitte gewonnenen inversen Steigungsparameter sind für alle Zentralitäten größer als die für K^- bestimmten. Des weiteren zeigen die K^+ bei 1.93 AGeV eine Vorwärts-Rückwärts-Überhöhung der Emission als Funktion des Polarwinkels, die für alle Stoßzentralitäten stärker ist, als bei den K^- . Für zentrale Reaktionen ist die K^- -Emission nahezu isotrop. Beide Beobachtungen sind in Übereinstimmung mit der Annahme einer späteren Emissionszeit der K^- im Vergleich zu den K^+ , was eine Folge der "strangeness-exchange"-Reaktion ist.

Bei der Untersuchung der azimuthalen Emission zeigt sich, dass die geladenen Pionen und die K^+ bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene emittiert werden, wohingegen die K^- eine Emission in die Reaktionsebene zeigen. Die azimuthale Emission der K^+ wird von einigen Transportmodellrechnungen durch die Wirkung eines repulsiven K^+ -Nukleon-Potentials erklärt. Eine mögliche Erklärung für die bevorzugte Emissionsstruktur der K^- könnte eine späte Emission der K^- sein, die zusammen mit der Mandelform der Reaktionszone zu einer bevorzugten Emission in die Reaktionsebene führen würde. Eine andere Erklärung für die Beobachtung ist die Wirkung eines attraktiven K^- -Nukleon-Potentials. Bisher ist es keinem der Transportmodelle möglich, die Emissionsstruktur der K^- quantitativ zu erklären.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse dieser Arbeit die Bedeutung der "strangeness-exchange"-Reaktion bei SIS-Energien. Dieser Kanal koppelt einerseits die K^- -Produktion an die K^+ -Produktion und hat andererseits, aufgrund unterschiedlicher Emissionszeiten, einen Einfluss auf die Emissionsstruktur der Kaonen.

Abstract

Using the Kaon-Spectrometer KaoS at the heavy-ion synchrotron SIS at the Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt the production and emission of K^+ - and of K^- -mesons has been studied in Ni+Ni-reactions. Kinetic beam energies of 1.1, 1.5 und 1.93 AGeV were used, which were close to (K^+) and far below (K^-) the corresponding production thresholds of these particles in binary nucleon-nucleon collisions. For all three kinetic energies the energy-differential and integrated production cross sections for π^+ , π^- , K^+ , K^- and protons have been measured as a function of the collision centrality. For the kinetic energy of 1.93 AGeV the polar angle distributions were measured in addition.

The K^+ - as well as the K^- -multiplicities show a stronger than proportional rise as a function of the number of nucleons participating in the reaction, which is similar for both particle species at 1.93 AGeV kinetic energy. At the kinetic energy of 1.5 AGeV the rise is not only similar for both types of particles in the system Ni+Ni, but even in the bigger system Au+Au the K^+ and K^- show the same rise. Hence the resulting K^-/K^+ -ratio is constant as a function of the centrality and of the system size. This is explained by the coupling of the K^- -production to the K^+ -production via the “strangeness exchange”-reaction $\pi Y \rightarrow K^- N$.

Fitting the energy distributions with a Maxwell-Boltzmann distribution yields larger inverse slope parameters for K^+ than for K^- for all collision centralities. In addition the K^+ show at the kinetic energy of 1.93 AGeV a forward-backward peaked emission pattern as a function of the polar angle for all collision centralities. The same but less pronounced effect is seen for the K^- . For central reactions the K^- -emission is nearly isotropic. These observations are in agreement with the assumption of different emission times for K^+ and for K^- , which is a result of the “strangeness-exchange”-reaction.

The azimuthal angle distributions of charged pions and of the K^+ show a preferential emission perpendicular to the reaction plane, whereas K^- show a preferential emission into the reaction plane. The K^+ emission pattern is explained by some transport-model calculations as the influence of a repulsive K^+ -Nucleon potential. A possible explanation for the K^- emission pattern could be the late emission of K^- together with the almond shape of the reaction zone, which would lead to an emission into the reaction plane. Another possible explanation is an attractive K^- -Nukleon-potential. At the moment no transport model is able to explain the emission pattern of the K^- quantitatively.

The results presented emphasize the importance of the “strangeness exchange”-reaction at SIS-energies. This channel on the one hand couples the K^- -production to the K^+ -production, on the other hand it has an influence on the emission behaviour, which is due to different emission times, caused by the K^- -absorption via this reaction.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
1.1	Teilchenproduktion	4
1.2	Fluss	7
1.3	Theoretische Modelle zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen . .	10
1.4	Das Experiment	11
2	Experimentaufbau	13
2.1	Detektoren zur Teilchenidentifikation	15
2.2	Detektoren zur Ereignisklassifizierung	19
2.3	Strahldetektoren	21
2.4	Trigger	22
2.5	Datenaufnahme	25
3	Datenanalyse	27
3.1	Simulationsrechnungen und Magnetfeld	27
3.1.1	Berechnung der Impulstabellen	29
3.1.2	Spurrekonstruktionsfunktionen	29
3.1.3	Akzeptanzkorrektur	34
3.2	Detektoreichung	35
3.2.1	Flugzeitdetektoren	35
3.2.2	Kleinwinkelhodoskop	36
3.2.3	Vieldrahtproportionalkammern	40
3.3	Bestimmung des Reaktionszeitpunktes	40
3.4	Teilchenidentifikation	42
3.4.1	Spurrekonstruktion	44
3.4.2	Einstellen der Auswahlkriterien	47
3.4.3	Bestimmung der Kaonenzählrate	50
3.5	Bestimmung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts	54
3.5.1	Targetfaktor	55
3.5.2	Strahlnormierung	56
3.5.3	Effizienzkorrekturen	57
3.5.4	Fehlerbetrachtung	63
3.6	Bestimmung der Reaktionsebene	65

3.6.1	Reaktionsebenenbestimmung am Kaonenspektrometer	66
3.6.2	Symmetrisierung des Hodoskops	69
3.6.3	Untergrundkorrektur	76
3.6.4	Auflösung der Reaktionsebene	76
4	Ergebnisse	79
4.1	Kinematische Bereiche des Experiments	79
4.2	Inklusive differentielle Wirkungsquerschnitte	83
4.2.1	Im Laborsystem	83
4.2.2	Im Schwerpunktssystem	83
4.2.3	Totale Produktionswirkungsquerschnitte unter Annahme isotroper Teilchenemission	96
4.3	Untersuchung des Einflusses der Magnetfeldkarte auf die experimentellen Ergebnisse	98
4.4	Polare Winkelverteilung	108
4.5	Bestimmung des totalen Produktionswirkungsquerschnitts	114
4.6	Zentralitätsabhängige Auswertung der Daten	117
4.6.1	Zentralitätsabhängige Wirkungsquerschnitte	121
4.6.2	Zentralitätsabhängige Teilchenmultiplizität	123
4.6.3	Zentralitätsabhängige polare Anisotropie	125
4.7	Rapidityverteilungen	127
4.8	Azimutale Teilchenemission	133
5	Diskussion	143
5.1	Hinweise auf die Kopplung der K^- -Produktion an die K^+ -Produktion .	143
5.1.1	Zeitabhängigkeit der K^+ - und K^- -Produktion	151
5.2	Radialer Fluss und Temperatur	155
5.3	Azimutale Verteilungen	159
5.3.1	Untersuchungen zum elliptischen Fluss	160
5.3.2	Untersuchung des gerichteten Flusses	168
6	Zusammenfassung und Ausblick	173

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zeitabhängigkeit der Teilchenemission in verschiedenen Transportmodellen	6
1.2	Darstellung der verschiedenen anisotropen Flusskomponenten	9
2.1	Aufbau des Kaonenspektrometers	14
2.2	Aufbau einer zweistufigen Vieldrahtproportionalkammer	16
2.3	Flugzeitbereiche der verschiedenen Teilchensorten als Funktion des Stoppdetektormoduls	18
2.4	Cherenkovschwellen	18
2.5	Aufbau des Großwinkelhodoskops	19
2.6	Aufbau des Kleinwinkelhodoskops	20
2.7	Schema des Kaonentriggers	23
2.8	Wirkung des Kaonentriggers	24
2.9	Schematischer Aufbau der Elektronik zur Datenauslese und Experimentsteuerung	25
3.1	Spurrekonstruktionsfunktionen für gemessene Observablen	33
3.2	Spurrekonstruktionsfunktionen für nicht gemessene Observablen	34
3.3	Energieverlustspektren des Kleinwinkelhodoskops	38
3.4	Teilchenzählrate im Kleinwinkelhodoskop als Funktion von dE/dx und β	39
3.5	Häufigkeitsverteilung der berechneten Massenquadrate	43
3.6	Wirkung der Schnitte.	49
3.7	Kaonenmassenverteilungen für verschiedene Impulsintervalle	51
3.8	Pionenmassenverteilungen für verschiedene Impulsintervalle	52
3.9	Impulsdifferentielle Kaonenzählrate	54
3.10	Impulsdifferentielle Triggereffizienzen	59
3.11	Schnitteffizienzen	60
3.12	Akzeptanz- und Zerfallskorrektur für Kaonen	63
3.13	Akzeptanz- und Zerfallskorrektur für Pionen und Protonen	64
3.14	Phasenraumverteilung von Protonen	67
3.15	Ladungssumme im Kleinwinkelhodoskop als Funktion der Multiplizität im Targethodoskop	68
3.16	Aufbau des Kleinwinkelhodoskops und sich daraus ergebende Reaktionsebenenverteilung	70

3.17	Einschränkung der Kleinwinkelhodoskopakzeptanz und sich daraus ergebende Reaktionsebenenverteilung	71
3.18	Zählrate in einem Θ -Ring als Funktion des Azimutwinkels Φ	73
3.19	Schema der Korrektur des Kleinwinkelhodoskops und sich daraus ergebende Reaktionsebenenverteilung	74
3.20	Azimutverteilung der Reaktionsebene nach allen Korrekturen	75
3.21	Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\Phi_{12})$ des Differenzwinkels $\Delta\Phi_{12}$. . .	77
4.1	Kinematische Bereiche der Kaonen	80
4.2	Kinematische Bereiche der Pionen	81
4.3	Kinematische Bereiche der Protonen	82
4.4	Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für K^+	84
4.5	Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für K^-	85
4.6	Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für π^+	86
4.7	Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für π^-	87
4.8	Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte für Protonen	88
4.9	Invarianter Wirkungsquerschnitt für K^+ als Funktion von E_{kin}^{cm}	91
4.10	Invarianter Wirkungsquerschnitt für K^- als Funktion von E_{kin}^{cm}	92
4.11	Invarianter Wirkungsquerschnitt für π^+ als Funktion von E_{kin}^{cm}	93
4.12	Invarianter Wirkungsquerschnitt für π^- als Funktion von E_{kin}^{cm}	94
4.13	Steigungsparameter als Funktion der Strahlenergie	95
4.14	Vergleich der π^- -Auswertungen mit alter und neuer Feldkarte	99
4.15	Pionenzählraten	100
4.16	Vergleich der Akzeptanzkorrektur für alte und neue Magnetfeldkarte . .	101
4.17	Vergleich der K^+ -Auswertungen mit alter und neuer Feldkarte	103
4.18	Vergleich der K^- -Auswertungen mit alter und neuer Feldkarte	104
4.19	Vergleich der doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den in [Men00] angegebenen Ergebnissen	106
4.20	Invariante Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^-	109
4.21	Polare Winkelverteilung der K^+ und K^- für inklusive Daten	112
4.22	Polare Winkelverteilung der π^+ und π^- -Emission für inklusive Daten .	112
4.23	Totaler isotroper Produktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie	116
4.24	Differentieller Reaktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Multiplizität im Targethodoskop	118
4.25	Aufsummierter Reaktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Multiplizität im Targethodoskop	119
4.26	Multiplizitätsverteilung im Targethodoskop für identifizierte K^+ und K^-	120
4.27	Zentralitätsabhängiger invarianter Wirkungsquerschnitt bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV und $\Theta_{lab} = 40^\circ$ als Funktion der kinetischen Energie für K^+ und K^-	122
4.28	Zentralitätsabhängiger Steigungsparameter für 1.93 AGeV	123
4.29	Zentralitätsabhängiger Steigungsparameter für 1.5 AGeV	123

4.30	Multiplizitäten pro $\langle A_{part} \rangle$ als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für K^+ , K^- und π^- bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV	124
4.31	Multiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ als Funktion der Strahlenergie für K^+ , K^- und π^+	125
4.32	Zentralitätsabhängiger Anisotropieparameter für K^+ und K^-	126
4.33	Zentralitätsabhängiger Anisotropieparameter für π^+ und π^-	126
4.34	Gemessene Laborimpulsintervalle als Funktion von p_t und normierter Rapidität y/y_{proj}	127
4.35	Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse für K^+	128
4.36	Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse für K^-	129
4.37	Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse für Protonen	130
4.38	$d\sigma/dy$ als Funktion der Rapidität für K^+	131
4.39	$d\sigma/dy$ als Funktion der Rapidität für K^-	131
4.40	$d\sigma/dy$ als Funktion der Rapidität für Protonen	132
4.41	Abhängigkeit der azimuthalen K^+ -Verteilung von p_t und y/y_{proj}	134
4.42	Abhängigkeit der azimuthalen K^- -Verteilung von p_t und y/y_{proj}	135
4.43	Abhängigkeit der azimuthalen π^- -Verteilung von p_t und y/y_{proj}	136
4.44	Abhängigkeit der azimuthalen Protonen-Verteilung von p_t und y/y_{proj}	137
4.45	Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für K^- bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV	139
4.46	Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für π^- bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV	139
4.47	Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für K^+ bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV	140
4.48	Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für π^+ bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV	141
4.49	Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für Protonen bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV	141
5.1	K^\pm -Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie für das Stoßsystem $^{12}C + ^{12}C$	145
5.2	Totaler Produktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Excess-Energie	146
5.3	K^\pm -Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie in elementaren Proton-Proton-Stößen	147
5.4	K^-/K^+ -Verhältnis bei gleicher Excess-Energie als Funktion der mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$	147
5.5	K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für Ni+Ni	148
5.6	$M_{K^\pm}/\langle A_{part} \rangle$ und K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion von $M/\langle A_{part} \rangle$	150
5.7	K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion der Zentralität für verschiedene Strahlenergien	151
5.8	Zeitabhängigkeit der K^+ und K^- -Produktion im IQMD-Modell	152
5.9	Zentralitätsabhängiger Anisotropieparameter für K^+ und K^-	153
5.10	Steigungsparameter für K^+ und K^- als Funktion der Zentralität	154

5.11	Invarianter Wirkungsquerschnitt für K^+ und K^- als Funktion von $m_t - m_0$ mit Siemens-Rasmussen Anpassung	156
5.12	1- σ -Konfidenzintervalle für Siemens-Rasmussen Anpassung	157
5.13	1- σ -Konfidenzintervalle für alle Teilchensorten bei Siemens-Rasmussen Anpassung	158
5.14	Stärke des elliptischen Flusses v_2 als Funktion der Strahlenergie für Protonen	159
5.15	Kern-Kern Stoß bei relativistischen Energien zu verschiedenen Zeiten .	160
5.16	Stärke des elliptischen Flusses v_2 von Pionen in Ni+Ni-Reaktionen als Funktion der Strahlenergie	161
5.17	Stärke des elliptischen Flusses v_2 von Pionen als Funktion der Vorbeiflugzeit t_V im Vergleich zu Au+Au-Reaktionen	162
5.18	Stärke des elliptischen Flusses v_2 von Pionen als Funktion der Vorbeiflugzeit t_V für zwei Transversalimpulsbereiche	163
5.19	Stärke des elliptischen Flusses v_2 als Funktion der Vorbeiflugzeit für K^+	164
5.20	Azimutale Au+Au-Daten bei 1.0 AGeV im Vergleich zu Rechnungen mit dem RBUU-Modell	165
5.21	Azimutale K^+ Daten bei 1.93 AGeV Ni+Ni-Reaktionen im Vergleich zu IQMD-Rechnungen	166
5.22	Azimutale K^- Daten bei 1.93 AGeV Ni+Ni-Reaktionen im Vergleich zu IQMD-Rechnungen	167
5.23	Stärke des gerichteten Flusses v_1 für Pionen als Funktion des transversalen Impulses	168
5.24	Schematischer Ablauf eines Schwerionenstoßes	169
5.25	Stärke des gerichteten Flusses v_1 für K^+ , K^- und Protonen als Funktion des transversalen Impulses	170
5.26	Stärke des gerichteten Flusses v_1 für K^+ und Protonen als Funktion des transversalen Impulses bei Targetrapidität	171

Tabellenverzeichnis

3.1	Spurrekonstruktionsfunktionen	32
3.2	Zeitauflösung des Kleinwinkelhodoskops	37
3.3	Korrekturparameter für die Kammerpositionierung	45
3.4	Kaonenzählraten und Signal/Untergrund-Verhältnisse	51
3.5	Pionen- und Protonenzählraten	53
3.6	Materialkonstanten und Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Targets	55
3.7	Einstellungen für die Pseudokaonenmessungen	58
3.8	Drahtkammereffizienzen	62
3.9	Auflösung der Reaktionsebene	78
4.1	Kinematische Größen des Experiments	83
4.2	Totaler Produktionswirkungsquerschnitt für Kaonen unter Annahme isotroper Emission im Schwerpunktssystem	97
4.3	Anpassungsparameter für den hochenergetischen Teil ($E_{kin}^{cm} > 0.4$ GeV) der Pionenspektren	97
4.4	Totaler Produktionswirkungsquerschnitt für Pionen unter Annahme iso- troper Emission im Schwerpunktssystem	97
4.5	Pionenzählraten mit alter und neuer Magnetfeldkarte	102
4.6	Steigungsparameter und Wirkungsquerschnitte mit alter und neuer Ma- gnetfeldkarte	105
4.7	Steigungsparameter und Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^- im Ver- gleich zu [Men00]	105
4.8	Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit [Men00]	107
4.9	Anpassungsparameter für inklusive Kaonen-Daten	113
4.10	Anpassungsparameter der Simultanfitmethode für inklusive Pionen-Daten	113
4.11	Anpassungsparameter der Divisionsmethode für inklusive Pionen-Daten	113
4.12	Anpassungsparameter und Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^- für alle gemessenen Einstellungen	115
4.13	Zentralitätsklasseneinteilung	121
4.14	Anpassungsparameter der Rapiditätsverteilungen	132
5.1	Excess-Energien für die verschiedenen gemessenen Strahlenergien . . .	144
5.2	Parameter der Siemens-Rasmussen-Anpassung	156

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

In der Nähe der Grundzustandsdichte ($\rho_0 \approx 0.17$ Nukleonen/fm³) sind die Eigenschaften von Kernmaterie experimentell gut untersucht. Die vorliegende Arbeit widmet sich der Untersuchung zu Fragen der hadronischen Wechselwirkungen von Kernmaterie unter extremen Bedingungen, weit entfernt von der Grundzustandsdichte. Materie unter diesen Bedingungen war wahrscheinlich zu Beginn unseres Universums vorhanden, wobei hier sehr hohe Temperaturen T und ein kleines baryochemisches Potential μ_b geherrscht haben. Heutzutage ist Materie unter extremen Bedingungen noch in Neutronensternen zu finden, in denen allerdings niedrige Temperaturen und ein großes baryochemisches Potential μ_b herrschen. Die einzige im Moment bekannte Möglichkeit Kernmaterie in diesem angeregten und dichten Zustand im Labor zu erzeugen und zu untersuchen besteht darin, Atomkerne hoher Masse (im folgenden als Schwerionen bezeichnet) zu beschleunigen und zur Kollision zu bringen. Experimentell ist hierbei unter anderem die Frage nach Modifikationen der Eigenschaften von Hadronen in dieser dichten und angeregten Kernmaterie von Interesse.

Experimentelle Anlagen

Die ersten Experimente mit Schwerionen wurden mit Hilfe von Experimenten zur Untersuchung kosmischer Höhenstrahlung durchgeführt. Die ersten Laborexperimente begannen 1974 am BEVALAC-Beschleuniger des Lawrence-Berkeley-National-Laboratory in Berkeley (USA). Mit diesem Beschleuniger konnten am Anfang Sauerstoff- und Kohlenstoffionen bis zu einer Energie von 2.1 AGeV¹ beschleunigt werden. In einer späteren Ausbauphase wurde es möglich, schwere Ionen bis hin zu Uran auf eine Maximalenergie von 1.0 AGeV zu beschleunigen. Im Verlauf der Entwicklung wurden immer größere Teilchenbeschleuniger gebaut, die in der Lage sind, die Schwerionen zu immer höheren Strahlenergien zu beschleunigen. Dies sind das Al-

¹In dieser Arbeit wird die kinetische Energie der Projektilteilchen als Strahlenergie bezeichnet und mit E_{proj} abgekürzt. Die Einheit ist hierbei GeV/Nukleon, die mit AGeV abgekürzt wird.

ternating Gradient Synchrotron AGS in Brookhaven (USA), das einen Energiebereich von ca. 2-14 AGeV abdeckt und das Super-Proton-Synchrotron SPS am CERN in Genf (CH), dessen Experimente den Energiebereich von ca. 20-200 AGeV abdecken. An allen diesen Beschleunigern werden die Experimente mit einem feststehenden Target durchgeführt. Da bei diesen Experimenten nur ein Teil der eingesetzten Strahlenergie im Schwerpunktsystem zur Verfügung steht, wurde die nächste Generation der Schwerionenexperimente als Collider-Experimente ausgelegt.

In diesen Collidern werden zwei einander entgegen gerichtete Strahlen zur Kollision gebracht. Bei den dabei auftretenden Teilchenkollisionen sind höhere Schwerpunktsenergien erreichbar, da hierbei die gesamte kinetische Energie der beiden Strahlteilchen im Schwerpunktsystem zur Verfügung steht. Der erste Schwerionen-Collider ist der Relativistic Heavy Ion Collider RHIC am Brookhaven National Laboratory in den USA, in welchem Schwerpunktsenergien bis zu 200 AGeV erreicht werden können. Momentan im Bau befindlich ist der Large Hadron Collider LHC am CERN, in dem Schwerpunktsenergien bis zu 5.4 ATeV erzeugt werden sollen.

Die beiden Collider befassen sich vornehmlich mit der Frage nach einem Phasenübergang zwischen hadronischer Materie und einer Phase aus freien Quarks und Gluonen. Bei den niedrigeren Energien wird hauptsächlich die Frage nach den Eigenschaften von Hadronen in angeregter und dichter Kernmaterie untersucht.

Das Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt (D), an dem die Experimente für diese Arbeit durchgeführt wurden, deckt mit Strahlenergien bis 2 AGeV in etwa den gleichen Energiebereich ab wie das BEVALAC, bietet neben den Experimentaufbauten der zweiten Generation aber auch die Möglichkeit, Strahlen instabiler Isotope zu erzeugen.

Physikalische Fragestellungen

Eine der Fragen, die mit den Experimenten am SIS untersucht werden, ist die Untersuchung der Zustandsgleichung (Equation of State, EOS) von Kernmaterie. Bei der thermodynamischen Beschreibung eines Gases wird der Zusammenhang zwischen Druck p , Temperatur T und Dichte ρ durch eine Zustandsgleichung beschrieben. Eine analoge Anwendung des thermodynamischen Konzepts für Kernmaterie ergibt einen Zusammenhang zwischen der Temperatur T , der Dichte ρ und der Energie pro Baryon ϵ/A . Eine ausführliche Untersuchung zu Fragestellungen bezüglich der Zustandsgleichung von Kernmaterie ist in [Stu01] zu finden. Eine weitere untersuchte Fragestellung ist die Änderung der effektiven Massen von Mesonen und Baryonen in dichter Kernmaterie. Verschiedene theoretische Modelle [Nel87][Sch97] sagen voraus, dass zwischen K^+ und Nukleonen ein repulsives Potential wirkt, das einer leichten Zunahme der K^+ -Masse in dichter Kernmaterie entspricht. Dagegen führt ein attraktives Potential zwischen den K^- und den Nukleonen zum Absinken der K^- -Masse in dichter Kernmaterie.

Wenn diese Potentiale, wie in [Bro92][Bro94a][Bro94b] vorhergesagt dazu führen,

dass die K^- -Energie bei großer Dichte auf die gleiche Größenordnung absinkt, in der auch das elektrochemische Potential liegt, so könnten die K^- die Rolle der Elektronen als Träger der negativen Ladung übernehmen. Dieses Szenario könnte in Neutronensternen dazu führen, dass sich das Proton-zu-Neutron-Verhältnis erhöht, wodurch eine stärkere Kompression der Kernmaterie erreicht werden kann und so ein Neutronenstern schon bei 1.5 Sonnenmassen in ein schwarzes Loch kollabieren würde. Dieses Szenario wäre somit eine mögliche Erklärung, warum bisher keine Neutronensterne oberhalb dieser Massengrenze nachgewiesen werden konnten.

Observable

Bei einem Schwerionenstoß wird die zur Verfügung stehende kinetische Energie in thermische Anregung und Kompressionsenergie sowie Anregung innerer Zustände der Nukleonen umgewandelt. Dieses äußert sich abhängig von der Energie des Stoßes in kollektiven Bewegungen der Kernmaterie, aber auch in der Produktion neuer Teilchen. Da eine direkte Beobachtung des Stoßes wegen der kurzen Reaktionszeit in der Größenordnung von 10^{-22} s nicht möglich ist, ist die einzige experimentelle Methode solche Schwerionenstöße zu beobachten, das Studium der Reaktionsprodukte, die in einer solchen Reaktion entstehen. Aus diesen experimentellen Ergebnissen wird mit der Hilfe von Modellen versucht, auf den Ablauf der Reaktion zurückzuschließen.

Zur Beobachtung der Reaktionsprodukte stehen nun verschiedene experimentelle Observablen zur Verfügung, die Aufschluss über den Ablauf einer Schwerionenreaktion liefern. Diese lassen sich grob in zwei Gruppen unterteilen:

- Globale Teilchenproduktion als Signale für die hadronische Anregung in der Reaktionszone. In dem Energiebereich, der mit dem Schwerionensynchrotron erreichbar ist, sind dies die leichten Mesonen (π, K, η, ω), von denen am Kaonenspektrometer KaoS die geladenen Pionen und Kaonen untersucht werden. Für diese neu produzierten Teilchen steht die systematische Untersuchung der Teilchenmultiplizität und der Impulsverteilungen als Funktion der Observablen Stoßzentralität, Strahlenergie und Masse des Stoßsystems im Vordergrund.
- Detaillierte Untersuchungen der räumlichen Verteilung der Emission. Hierzu zählt die Untersuchung der polaren und azimuthalen Winkelverteilung, sowohl für Nukleonen als auch für neu produzierten Teilchen.

Um ein möglichst konsistentes Bild einer Schwerionenreaktion zu erhalten, ist es nötig, möglichst viele dieser verschiedenen Observablen gleichzeitig zu messen und mit Modellen zu beschreiben.

1.1 Teilchenproduktion

Aufgrund ihrer geringen Masse von $0.140 \text{ GeV}/c^2$ sind Pionen die am häufigsten gebildeten sekundären Teilchen. Zur Erzeugung eines Pions beim Stoß eines Nukleons mit einem ruhenden Nukleon benötigt das Projektil eine kinetische Energie von mindestens 0.29 AGeV . Aufgrund des resonanten Erzeugungsprozesses

$$NN \rightarrow N\Delta \rightarrow NN\pi \quad (1.1)$$

der Pionen haben diese eine große Wechselwirkungswahrscheinlichkeit mit der umgebenden Kernmaterie. Die Absorption bzw. die elastische Streuung der Pionen erfolgt dabei im wesentlichen wieder über die Δ -Resonanz:

$$\begin{aligned} \pi N &\rightarrow \Delta \\ \Delta N &\rightarrow NN \text{ (Absorption)} \\ \Delta &\rightarrow \pi N \text{ (Streuung)} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Für die Kaonen ist die Energieschwelle deutlich höher, da die Kaonen ein \bar{s} -Quark enthalten, welches in Kernmaterie im Grundzustand nicht vorhanden ist. Da die Strangeness eine Erhaltungsgröße der starken Wechselwirkung ist, muss bei der Produktion eines Kaons ein $s\bar{s}$ -Quark-Antiquarkpaar erzeugt werden. Die Reaktion, bei der hierzu die geringste Energie benötigt wird, ist

$$NN \rightarrow N\Lambda K^+ \quad , \quad (1.3)$$

bei der das K^+ das \bar{s} -Quark und das Λ -Baryon das gleichzeitig erzeugte s -Quark enthält. Die kinetische Energie, die zur Erzeugung eines K^+ in einem freien Nukleon-Nukleon-Stoß im Schwerpunktssystem benötigt wird, beträgt

$$E_{cm} = (m_{Nukleon} + m_{\Lambda} + m_{K^+} - 2 \cdot m_{Nukleon}) \cdot c^2 = 0.671 \text{ GeV} \quad . \quad (1.4)$$

Hierbei sind von den Teilchenmassen im Ausgangskanal die Teilchenmassen im Eingangskanal zu subtrahieren. Diese Energie entspricht einer kinetischen Strahlenergie im Labor von $E_{proj} = 1.58 \text{ GeV}$.

Für die K^- gibt es keinen äquivalenten Prozess, da kein Baryon mit einem \bar{s} -Quark existiert. Damit ist die gemeinsame Produktion eines K^- zusammen mit einem K^+

$$NN \rightarrow NNK^+K^- \quad (1.5)$$

die energetisch günstigste Reaktion für die Erzeugung eines K^- in einem Nukleon-Nukleon-Stoß. Die für diese Reaktion benötigte Energie beträgt 0.987 GeV, was einer Strahlenergie im Labor von $E_{proj} = 2.5$ GeV entspricht.

Die bei diesem Experiment untersuchten Reaktionen zur Teilchenproduktion in Ni+Ni-Reaktionen fanden bei Strahlenergien von 1.5 und 1.93 AGeV für die K^+ - und K^- -Produktion und zusätzlich bei einer Strahlenergie von 1.1 AGeV für die K^+ -Produktion statt. Vergleicht man diese Energien mit den Schwellenenergien zur Kaonenproduktion erkennt man, dass die Produktion der K^+ je nach Strahlenergie unterhalb oder oberhalb der Schwellenenergie stattgefunden hat. Für K^- fand die Produktion bei beiden Strahlenergien weit unterhalb der Schwelle zur K^- -Produktion statt.

Da auch unterhalb der jeweiligen Energieschwelle K^+ bzw. K^- produziert werden können, müssen zusätzliche Möglichkeiten bestehen, die benötigte Energie zur Produktion aufzubringen. Aufgrund des Pauli-Prinzips sind die Nukleonen im Kern nicht in Ruhe sondern bewegen sich. Dadurch steht zusätzlich kinetische Energie zur Verfügung, die dazu führen kann, dass die Schwellenenergie zur Kaonenproduktion überschritten wird. Dieser Fermi-Impuls der Nukleonen ist, bis auf sehr leichte Kerne, nahezu unabhängig von der Massenzahl A der Kerne und beträgt $p_F \approx 0.25$ GeV/c [Pov94]. Sind nun die Fermi-Impulse der zwei stoßenden Nukleonen genau entgegengerichtet, kann in einem Kern-Kern-Stoß die Schwelle für die K^+ -Produktion auf $E_{proj} = 0.6$ GeV und für die K^- -Produktion auf $E_{proj} = 1.1$ GeV sinken. Da die Wahrscheinlichkeit für eine Kollision zweier Nukleonen mit genau entgegengesetzten Fermi-Impulsen sehr klein ist, ist der Beitrag dieses Effekts zur K^+ bzw. K^- -Produktion unterhalb der Schwelle nur sehr gering.

Eine deutlich größere Wahrscheinlichkeit haben mehrstufige Prozesse bei denen Energie bei einer Reaktion in einer Resonanz oder neu erzeugten Teilchen zwischengespeichert wird. Bei einer weiteren Reaktion dieser Teilchen steht genügend Energie zur Erzeugung der Kaonen zur Verfügung. Einige der Möglichkeiten sind im folgenden skizziert.



Damit fungiert in diesen Vielstufenprozessen eine Δ -Resonanz oder ein Pion als Zwischenspeicher für die Energie, so dass in der zweiten Reaktion genügend Energie zur

Produktion eines K^+ oder K^- zur Verfügung steht. Als Y wurden hier die Hyperonen Λ und Σ zusammengefasst.

Für die K^- gibt es bei Kern-Kern-Stößen noch einen weiteren wichtigen Produktionskanal. So kann ein Pion mit einem in einer anderen Reaktion erzeugten Hyperon unter Austausch des s -Quarks wechselwirken und ein K^- zusammen mit einem Nukleon erzeugen:



Diese Reaktion wird aufgrund des Austausches des s -Quarks “strangeness-exchange-reaction” genannt.

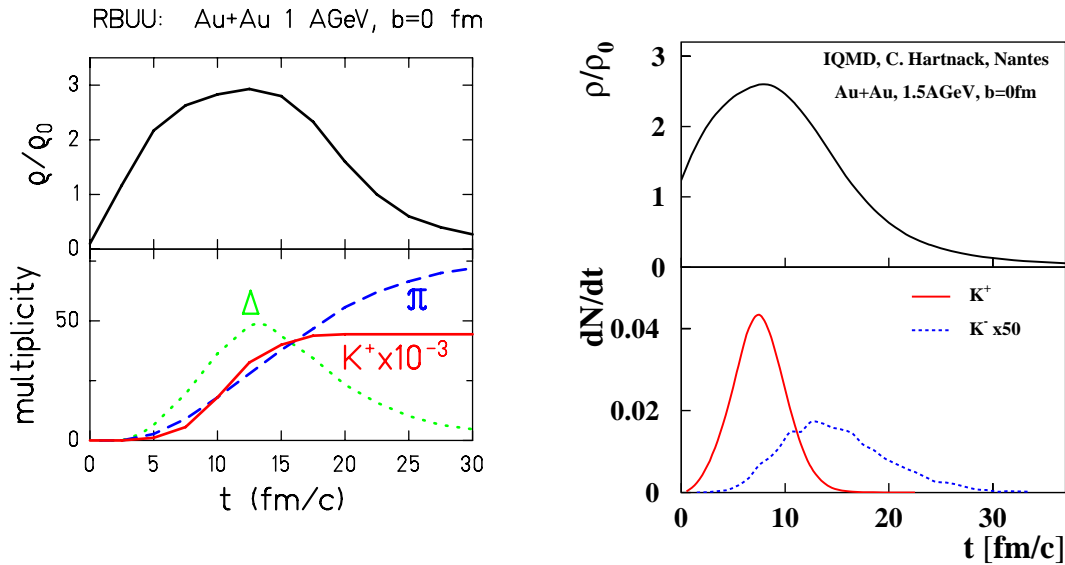


Abbildung 1.1: Zeitabhängigkeit der Teilchenemission in verschiedenen Transportmodellen. In der linken Abbildung ist die Zeitentwicklung der Pionen-, K^+ - und Δ -Multiplizität für ein RBUU-Modell [Fan94] bei einer Strahlenergie von 1.0 AGeV gezeigt. Im oberen Teil der linken Abbildung ist die zu den verschiedenen Zeiten herrschende Dichte aufgetragen. Auf der rechten Seite ist die Zeitentwicklung der K^+ - und K^- -Produktion und die Dichte der Reaktionszone für eine IQMD-Rechnung bei einer Strahlenergie von 1.5 AGeV gezeigt [Har03b].

Wie Rechnungen mit Transportmodellen zeigen, werden die verschiedenen Teilchensorten zu verschiedenen Zeiten während der Reaktionsphase produziert. Dies ist in Abbildung 1.1 am Beispiel von zwei Rechnungen gezeigt. Der linke Teil der Abbildung zeigt die Multiplizitäten der K^+ , π und Δ -Resonanzen für zentrale Au+Au-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.0$ AGeV im Vergleich zur herrschenden Nukleonendichte, wie sie sich aus

einer RBUU-Rechnung [Fan94] ergeben. Dieser Simulationsrechnung zufolge werden die K^+ während der Hochdichtephase der Reaktion erzeugt, wohingegen die Pionen während des gesamten Zeitraums der Reaktion entstehen. Auf der rechten Seite ist die Zeitentwicklung der K^+ - und K^- -Produktion im Vergleich zur Nukleonendichte für zentrale Au+Au-Ereignisse bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV gezeigt, wie sie sich aus einer IQMD-Rechnung [Har03a] ergibt. Die K^+ werden auch der IQMD-Rechnung zufolge während der Hochdichtephase der Reaktion produziert, wohingegen die K^- nach dieser Rechnung zum größten Teil erst spät in der Reaktion produziert werden, wenn die Produktion der K^+ schon nahezu beendet ist.

Da die Teilchen zu unterschiedlichen Zeiten während der Reaktionsphase produziert werden und zusätzlich noch verschiedene mittlere freie Weglängen ($\lambda_{K^+} \approx 5$ fm, $\lambda_{K^-} \approx 0.8$ fm und $\lambda_\pi \approx 0.3$ fm [Par02]) in Kernmaterie bei Grundzustandsdichte haben, sind die unterschiedlichen Teilchen Sonden für verschiedene Zeiten während der Reaktionsphase.

Die K^+ werden hauptsächlich während der Hochdichtephase der Reaktion erzeugt [Har03a]. Da sie aufgrund ihrer großen mittleren freien Weglänge diese nach ihrer Produktion relativ ungestört verlassen können, eignen sie sich daher zur Untersuchung dieser frühen Phase der Reaktion. Durch die Umkehrung des Prozesses (1.8) können die K^- wieder absorbiert werden, was zu ihrer mittleren freien Weglänge von $\lambda_{K^-} \approx 0.8$ fm führt. Die im Experiment nachgewiesenen K^- werden aus diesem Grund mit großer Wahrscheinlichkeit nicht zu denselben Zeiten und unter denselben Bedingungen emittiert wie die K^+ .

1.2 Fluss

Eine andere Observable, die Aufschluss über die zeitliche Entwicklung einer Reaktion geben kann, ist die Untersuchung kollektiver Bewegungen der Teilchen in Schwerionenstößen. Diese kollektiven Effekte beruhen einerseits auf der korrelierten Bewegung von Teilchen aufgrund der Kompression und anschließenden Expansion der Reaktionszone. Zusätzlich kommt es abhängig von der Strahlenergie, dem Reaktionssystem und der untersuchten Teilchensorte noch zu Abschattungseffekten durch die an der Reaktion nicht beteiligten Target- und Projektilspektatoren.

Der kollektive Fluss von Kernmaterie in Schwerionenstößen kann in einen azimuthal isotropen Teil, den radialen Fluss und in einen azimuthal anisotropen Teil unterteilt werden. Hierbei bezeichnet man die erste Komponente des azimuthal anisotropen Teils als gerichteten Fluss und dessen zweite Komponente als elliptischen Fluss.

Radialer Fluss

Da der radiale Fluss eine radial nach außen gerichtete kollektive Bewegung ist, ist

er eigentlich nur für zentrale Stöße, die eine radiale Symmetrie aufweisen, definiert. Der radiale Fluss ist eine nach außen gerichtete Geschwindigkeitskomponente, die durch den Druckgradienten in der Reaktionszone hervorgerufen wird. Würde die Expansion der Reaktionszone nur auf einer thermischen Bewegung beruhen, so hätten alle Teilchen, unabhängig von ihrer Masse, die gleiche kinetische Energie, die durch die Temperatur T der Quelle gegeben ist. Betrachtet man andererseits die Reaktionszone als eine nicht relativistische Flüssigkeit mit einer durch den Druck nach außen gerichteten Expansion, so bewegen sich alle Teilchen mit derselben Geschwindigkeit nach außen und die mittlere kinetische Energie $\langle E \rangle$ ist von der Teilchenmasse abhängig. Eine Überlagerung der beiden Szenarien, wie sie im realen Experiment vorkommt [Met98], führt zu einem Anstieg der mittleren kinetischen Energie mit zunehmender Teilchenmasse. Die Untersuchungen zeigen, dass bei zentralen Stößen im Energiebereich von 1-2 AGeV etwa 20-50% der zur Verfügung stehenden kinetischen Energie in kollektiven radialen Fluss umgewandelt wird [Met98].

Gerichteter und elliptischer Fluss

Im Gegensatz zum radialen Fluss, der bei zentralen Stößen am stärksten ausgeprägt ist, ist aufgrund der Symmetrie des Stoßen in zentralen Stößen keine anisotrope Teilchenemission vorhanden. Diese ist wegen der Reaktionsgeometrie in semizentralen Stößen am größten und nimmt für zentrale Stöße ab.

Die Untersuchung der anisotropen Emission setzt für jede Reaktion die Definition einer Ebene im Raum voraus. Hierzu wird die so genannte Reaktionsebene definiert, die durch die Strahlrichtung und den Stoßparametervektor aufgespannt wird. Experimentell wird diese durch die nicht an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen (Spektatoren) bestimmt, die in diese Ebene abgelenkt werden. Durch Messung des azimuthalen Differenzwinkels zwischen Reaktionsebene und emittierter Teilchen kann die azimuthal anisotrope Emission der Teilchen untersucht werden. Ein Winkel von $\Phi = 0^\circ$ bzw. $\Phi = 180^\circ$ entspricht somit einer Emission in die Reaktionsebene, wohingegen eine Emission in Richtung $\Phi = \pm 90^\circ$ einer Emission senkrecht zur Reaktionsebene entspricht. Durch die Parametrisierung der Teilchenzählrate als Funktion des Azimutwinkels Φ mit

$$N(\phi) = v_0 + 2 \cdot v_1 \cdot \cos(\phi) + 2 \cdot v_2 \cdot \cos(2 \cdot \phi) \quad (1.9)$$

wird der azimuthal anisotrope Fluss definiert. Die beiden Koeffizienten der Entwicklung v_1 und v_2 werden hierbei als gerichteter bzw. elliptischer Fluss bezeichnet.

Wie man an der Funktion sehen kann, zeigt v_1 einen Unterschied der Emission zwischen 0° und $\pm 180^\circ$, also einen Unterschied der Emission in der Ebene. Der Parameter v_2 zeigt hingegen den Unterschied zwischen $\pm 90^\circ$ auf der einen Seite und 0° und 180° auf der anderen Seite, also den Unterschied einer Emission senkrecht zur Reaktionsebene relativ zur Emission in die Ebene.

Dies kann man auch in Abbildung 1.2 sehen, wo schematisch ein Schwerionenstoß skizziert ist. Die Strahlrichtung in dieser Abbildung zeigt in die Blattebene hinein. In den beiden oberen Bildern ist der gerichtete Fluss, bzw. der gerichtete Antifluss in der Projektilhemisphäre dargestellt. Durch den in der Reaktionszone herrschenden Druck werden die Projektilspektatoren bevorzugt in Richtung 0° abgelenkt, sie “fließen” in diese Richtung. Eine bevorzugte Emission in Richtung 180° entspricht somit einem Antifluss, da die Teilchen entgegengesetzt zu den Protonen der Projektilspektatoren emittiert werden, die den Fluss definieren. Für die Targethemisphäre müssen die beiden Zeichnungen vertauscht werden, da hier die Targetspektatoren bevorzugt in Richtung 180° abgelenkt werden und somit eine bevorzugte Emission in Richtung 180° einem Fluss entspricht. Für den Bereich um mittlere Rapidity verschwindet der gerichtete Fluss aus Symmetriegründen.

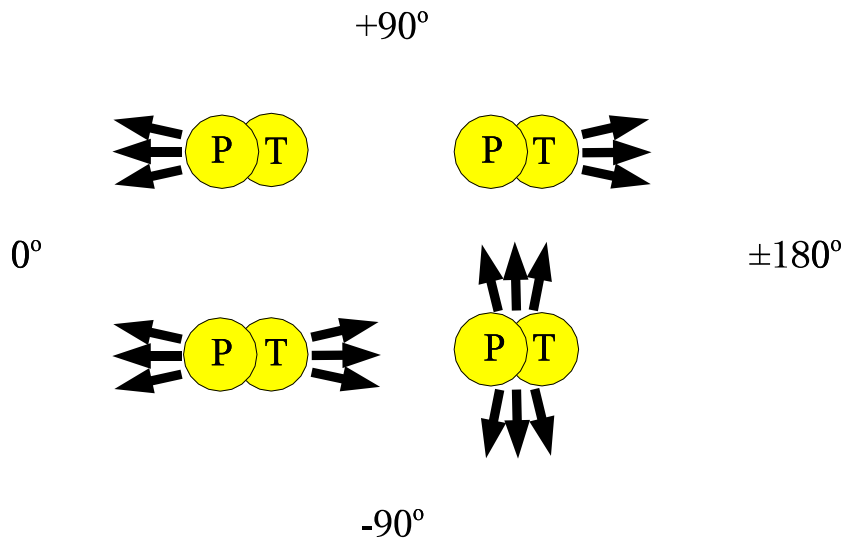


Abbildung 1.2: Im Bild sind schematische Zeichnungen eines Schwerionenstoßes zu sehen. Blickrichtung ist in Richtung Strahlrichtung. In den beiden oberen Skizzen ist der gerichtete Fluss angedeutet. Die nicht an der Reaktion teilnehmenden Projektilnukleonen werden von der Reaktionszone nach links in die Reaktionsebene abgelenkt (links oben). In der Projektilhemisphäre misst man somit mehr Protonen unter einem Winkel von 0° , als unter einem Winkel von 180° . Man spricht von einem gerichteten Fluss. In der Targethemisphäre werden die Nukleonen des Targets bevorzugt in Richtung 180° abgelenkt, so dass man hier von Fluss spricht, wenn man mehr Teilchen unter 180° misst als unter einem Winkel von 0° . In der Abbildung rechts unten ist der elliptische Fluss senkrecht zur Reaktionsebene gezeigt. Man misst bei diesem mehr Teilchen unter einem Winkel von $\pm 90^\circ$ als unter 180° und 0° . Demgegenüber steht der elliptische Fluss in die Reaktionsebene (links unten) bei dem mehr Teilchen unter 180° und 0° gemessen werden, als unter einem azimuthalen Winkel von $\pm 90^\circ$.

In den beiden unteren Abbildungen ist der elliptische Fluss skizziert. Im der linken Abbildung ist eine bevorzugte Emission in die Reaktionsebene gezeigt (in Richtung

0° und 180°). In diesem Fall ist der Parameter $v_2 > 0$. In der rechten Skizze ist der Fall für $v_2 < 0$ gezeigt, was einer bevorzugten Emission der Teilchen senkrecht zur Reaktionsebene entspricht. In diesem Fall spricht man auch vom sogenannten “Squeeze-Out”.

1.3 Theoretische Modelle zur Beschreibung von Schwerionenreaktionen

Der folgende Überblick soll die verschiedenen Modelle zur Beschreibung von Schwerionenstößen kurz skizzieren. Die Modelle können grob in zwei verschiedene Gruppen unterteilt werden.

Die erster Gruppe beschreibt einen Schwerionenstoß unter Anwendung thermodynamischer und hydrodynamischer Konzepte. Diese im folgenden als “makroskopisch” bezeichneten Modelle gehen davon aus, dass sich beim Stoß zweier Schwerionen die Kernmaterie im thermischen und chemischen Gleichgewicht befindet.

Eine der einfachsten Beschreibungen eines Schwerionenstoßes liefert das “Feuerball-Modell”, das davon ausgeht, dass die Nukleonen in der Überlappzone des Stoßes thermalisieren. Die kinetische Energie der Nukleonen wird dabei vollständig in thermische Bewegung umgesetzt. Dieser “Feuerball” wird nun als ideales Gas mit einer Temperatur T betrachtet, das im Schwerpunktssystem isotrop expandiert.

Zu dieser Gruppe gehören auch die statistischen Modelle [Sch93a][Bra95]. Um die Multiplizitäten und Energieverteilungen der verschiedenen Teilchensorten zu beschreiben, beschreiben diese Modelle die Kernmaterie am Ende der Expansionsphase als großkanonisches Ensemble nicht wechselwirkender Teilchen im Gleichgewicht mit einer Temperatur T . Diese großkanonische Beschreibung stößt allerdings an ihre Grenzen, wenn die Anzahl der erzeugten Teilchen sehr klein wird, wie dies zum Beispiel bei SIS-Energien für Kaonen der Fall ist. In diesem Fall muss die “Strangeness” als Erhaltungsgröße in jedem Stoß exakt erhalten werden. Diese Erweiterung schließen Modelle ein, die die Erzeugung von diesen seltenen Teilchen kanonisch betrachten [Cle99]. Diese Modelle beschreiben zwar über einen großen Strahlenergiebereich sehr erfolgreich die Teilchenmultiplizitäten, lassen aber keine Aussage zur Reaktionsdynamik zu.

Die zweite Gruppe sind die “mikroskopischen” Modelle, die den Stoß zweier Kerne als Streuprozesse unabhängiger Teilchen betrachten. Die ersten Modelle dieser Art waren die so genannten Kaskaden-Modelle [Cug81][Yar79]. In diesen Modellen werden die Nukleonen als Punktteilchen repräsentiert, die in einer Kugel vom Target- bzw. Projektilradius zufällig verteilt sind. Nach dieser Initialisierung bewegen sich die Kerne und somit die Punktteilchen auf geraden Teilchenbahnen aufeinander zu. Die Kollision der Kerne wird als Überlagerung der Kollisionen dieser Punktteilchen realisiert. Kommen sich zwei dieser Punktteilchen näher als eine bestimmte Entfernung, die über den

Wirkungsquerschnitt der Nukleon-Nukleon-Streuung definiert ist, findet eine Reaktion statt. Hierbei wird, entsprechend dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte zufällig entschieden, ob es sich um eine elastische oder inelastische Reaktion handelt. Entsprechend der Winkelverteilung wird wieder zufällig entschieden, unter welchem Winkel und mit welchem Impuls die Punktteilchen streuen. Nach dieser Kollision bewegen sich die Punktteilchen wieder auf geraden Teilchenbahnen bis die nächste Kollision stattfindet. Die wesentlichen Nachteile dieser Modelle sind die fehlende Berücksichtigung des Pauli-Prinzips und das Fehlen eines mittleren Potential, das ein Teilchen im Feld aller anderen Teilchen erfährt.

Eine Erweiterung dieser Modelle, die zusätzlich noch den Einfluss des mittleren Kernpotentials auf die Nukleonen berücksichtigen, sind das Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck- (BUU) [Ber88][Cas90][Aic85] bzw. Vlasov-Uehling-Uhlenbeck-Modell (VUU) [Ber84][Kru85b][Kru85a]. Beide Modelle basieren auf derselben Transportgleichung, stellen aber verschiedene Ansätze zur Lösung dieser Gleichung dar. Im Gegensatz zu den Kaskadenmodellen wird die Propagation der Teilchen zwischen zwei Stößen in einem mittleren Potential bestimmt. Die Baryonendichte $\rho(\vec{q}_i)$ wird durch Abzählen von punktförmigen Testteilchen in einem definierten Volumen um den Ort \vec{q}_i bestimmt. Die Phasenraum-Verteilungsfunktion wird hierbei durch viele punktförmige Testteilchen für jedes Nukleon repräsentiert. Das mittlere Feld entsteht in diesen Modellen sozusagen durch Überlagerung vieler paralleler Einzelereignisse.

Während im BUU- bzw. VUU-Modell die Teilchen als punktförmig betrachtet werden, werden sie in der Quantenmolekulardynamik (QMD) als ausgedehnte Gaußverteilungen im Orts- und Impulsraum beschrieben. Eine Wechselwirkung findet dann statt, wenn die Gaußverteilungen überlappen. So werden neben Zweiteilchen- auch Mehrteilchenkorrelationen ermöglicht, was im wesentlichen dem Skyrme-Ansatz entspricht. Die Verteilungsfunktion des Systems ergibt sich aus der Überlagerung der Einteilchenverteilungsfunktionen.

Die Transportmodelle bieten die Möglichkeit den Einfluß zum Beispiel von Kaon-Nukleon-Potentialen auf die im Experiment zugänglichen Observablen zu untersuchen. Durch Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Resultaten der Transportmodellrechnungen wird außerdem versucht den experimentell kaum zu untersuchenden zeitlichen Ablauf eines Schwerionenstoßes zu untersuchen. Eine Komplikation bei diesen Vergleichen ist die nicht vollständige Kenntnis der Wirkungsquerschnitte der elementaren Stoßprozesse, sowie der Einfluß von Potentialen in dichter Kernmaterie.

1.4 Das Experiment

Das im Rahmen dieser Arbeit untersuchte Experiment fand im November 1997 am Experimentierplatz CAVE C des Schwerionensynchrotrons SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt statt.

Während des Experiments wurden bei insgesamt drei verschiedenen Strahlenergien Messungen mit einem Strahl aus ^{58}Ni -Ionen durchgeführt. Dabei wurden zwei Ni-Targets verschiedener Dicke und Isotopenzusammensetzung benutzt.

Bei den beiden Strahlenergien von 1.1 AGeV und 1.5 AGeV wurden jeweils nur Messungen bei einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 40^\circ \pm 4^\circ$ und je nach Teilchensorte bei verschiedenen magnetischen Flußdichten von 0.35 T bis 1.71 T durchgeführt.

Bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV wurden je nach Teilchensorte Einstellungen bei bis zu 5 verschiedenen Polarwinkeln von $\Theta_{lab} = 32^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ gemessen. Hierbei wurden auch, je nach Teilchensorte, Messungen bei verschiedenen magnetischen Flußdichten durchgeführt.

Eine genaue Aufstellung aller Einstellungen und der dabei gemessenen Teilchenzählraten ist in den Tabellen 3.4 und 3.5 zu finden.

Kapitel 2

Experimentaufbau

Bei dem in Abbildung 2.1 [Sch03a] schematisch gezeigten Kaonenspektrometer KaoS handelt es sich um ein doppeltfokussierendes Magnetspektrometer, das am Experimentierplatz CAVE C des Schwerionensynchrotrons (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt aufgebaut war [Sen93]. Die kompakte Bauform des aus einem Quadrupol und einem Dipol bestehenden Spektrometers, mit Flugstrecken zwischen 5.0 und 6.5 m, wurde gewählt, um die Verluste der Kaonen durch Zerfall ($c\tau_{K^\pm}=3.7$ m) zu minimieren. Um in einer Einstellung einen möglichst großen Phasenraumbereich messen zu können, beträgt der effektive Raumwinkel je nach Impuls der Teilchen zwischen 15 und 35 msr, der dabei abgedeckte Impuls $p_{max}/p_{min} \approx 2$.

Das komplette Magnetsystem mit den Detektoren zur Teilchenidentifikation und ein großer Teil der Elektronik ist auf einer Lafette untergebracht, die in einem Winkelbereich von ca. 0° bis 120° um den Targetpunkt gedreht werden kann. Hierdurch kann durch Messung verschiedener Einstellungen ein großer Teil des Phasenraums abgedeckt werden.

Die Detektoren lassen sich grob in drei Gruppen einteilen. Dies sind die Detektoren zur Teilchenidentifikation und Triggererzeugung¹, die Detektoren zur Ereignisklassifizierung und die Strahldetektoren, auf die im folgenden Kapitel jeweils genauer eingegangen wird.

Da der Anteil der erzeugten Pionen bzw. gestreuten Protonen im Experiment um ca. 3-4 Größenordnungen höher ist als der Anteil der erzeugten Kaonen, ist es wichtig diese bei der Messung von Kaonen ungewollten Ereignisse möglichst zu unterdrücken. Hierzu wird ein Trigger benutzt, der aufgrund der gemessenen Flugzeitinformationen (siehe Abschnitte 2.1 und 2.4) solche Ereignisse auswählt, deren Flugzeitdifferenz der eines Kaons entspricht.

¹Wenn im folgenden der Begriff Trigger benutzt wird, ist hiermit ein Verfahren gemeint, mit dem man eine Auswahl aus einem Ensemble von Ereignissen treffen kann.

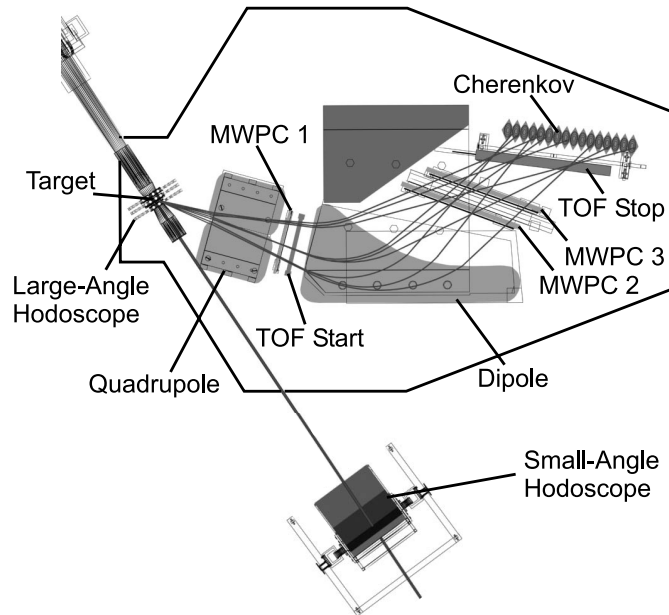
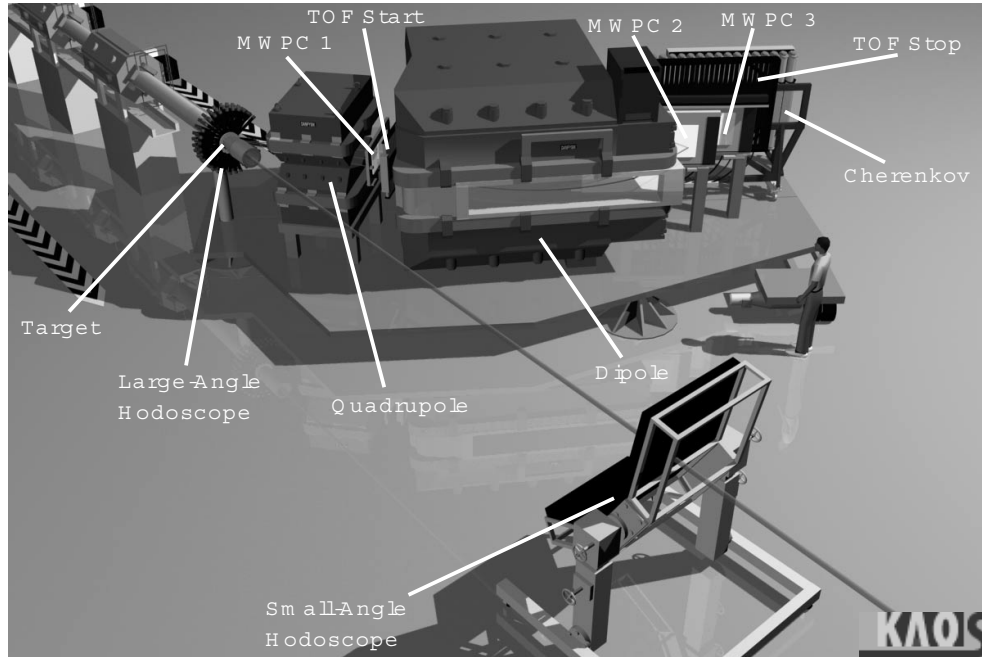


Abbildung 2.1: Im oberen Teil des Bildes ist eine dreidimensionale Ansicht des Experimentaufbaus mit den verschiedenen Detektoren zu sehen. Der untere Teil des Bildes zeigt zur Veranschaulichung eine schematische Aufsicht des Experimentaufbaus. In beiden Abbildungen wurde der Abstand des Kleinwinkelhodoskops zur besseren Darstellung kleiner gewählt als im Experiment.

Auf diese Weise werden die aufgezeichneten Datensätze mit Ereignissen angereichert, die Kaonen enthalten.

2.1 Detektoren zur Teilchenidentifikation

Durch die fokussierenden Eigenschaften des Spektrometers lenkt es Teilchen mit gleichen Impulsen am Target zu gleichen Orten in der Fokalebene ab. Somit ist durch die Messung des Ortes in der Fokalebene der Impuls des Teilchens bestimmt. Durch Messung der Flugzeit zwischen dem Flugzeitstartdetektor und dem Flugzeitstoppdetektor kann mit Hilfe der bekannten Trajektorienlänge die Geschwindigkeit des Teilchens berechnet werden. Aus diesen experimentellen Messgrößen wird das Masse zu Ladung-Verhältnis M/Z bestimmt, welches dann zur Teilchenidentifikation benutzt wird.

Die beiden Flugzeitdetektoren werden außerdem zur Erzeugung verschiedener Trigger benutzt (siehe Kapitel 2.4).

Flugzeitstartdetektor

Der Flugzeitstartdetektor (D-Detektor) [Wag92] besteht aus 16 vertikalen Streifen der Größe $220 \text{ mm} \times 30 \text{ mm} \times 4 \text{ mm}$ des Szintillatormaterials NE104, die zwischen Quadrupol und Dipol montiert sind. Die geringe Dicke, welche einer Massenbelegung von 413 mg/cm^2 entspricht, ist ein Kompromiss um die Kleinwinkelstreuung bei gleichzeitig hoher Lichtausbeute zu minimieren. Dadurch beträgt die erreichte Zeitauflösung nur $\delta t_D = 320 \text{ ps (FWHM)}$. Die Messung des Szintillationslichtes erfolgt durch eine beidseitige Auslese mit Hilfe von Photovervielfachern.

Flugzeitstoppdetektor

Der in der Fokalebene aufgestellte Flugzeitstoppdetektor besteht aus 30 vertikal montierten Szintillationsstreifen (Pilot F der Größe $38 \text{ cm} \times 3.7 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$), die wiederum an beiden Enden mit Hilfe von Photovervielfachern ausgelesen werden. Da der Effekt der Kleinwinkelstreuung an dieser Stelle des Experimentes für die Auswertung unerheblich ist, konnte der Szintillationsstreifen wesentlich dicker (2064 mg/cm^2) gewählt werden, als im Fall des Start-Detektors, was zu einer besseren Zeitauflösung $\delta t_F = \frac{1}{\sqrt{5}} \delta t_D$ führt [Koh90].

Damit ergibt sich für die Flugzeitmessung zwischen Flugzeitstartdetektor und Flugzeitstoppdetektor eine totale Flugzeitauflösung von 392 ps (FWHM) [Wag92].

Vieldrahtproportionalkammern

Die beiden Vieldrahtproportionalkammern (Multi Wire Proportional Chamber, MWPC) nach dem Magnetsystem und die MWPC vor dem Dipol dienen zur Spurrekonstruktion der detektierten Teilchen. Die Vieldrahtproportionalkammern sind zweistufig aufgebaut, wobei einer konventionellen Vieldrahtproportionalkammer eine Vorverstärkerzone, das so genannte “Preamplification Gap” (kurz: Pregap) vorangestellt ist. Dieses Hintereinanderschalten von zwei räumlich getrennten Verstärkungsstufen erweitert den dynamischen Bereich der Kammer. Damit ist es möglich, minimal ionisierende Teilchen mit hoher Effizienz zu messen, gleichzeitig aber zu verhindern, dass stark ionisierende Teilchen die Kammern beschädigen. Dieses Konzept geht auf A. Breskin und G. Charpak zurück [Bre79] und wurde an der GSI weiterentwickelt [Ste91].

Die kleinere Kammer, die zwischen dem Dipol- und dem Quadrupolmagneten eingebaut ist, hat eine aktive Fläche von 600 mm x 300 mm [Gei93]. Die beiden größeren Kammern, die hinter dem Dipol eingebaut sind, haben eine aktive Fläche von 1200 mm x 350 mm [Heh90][Sar91]. Die Datenauslese der Drahtkammern ist ausführlich in [Bal93] dargestellt.

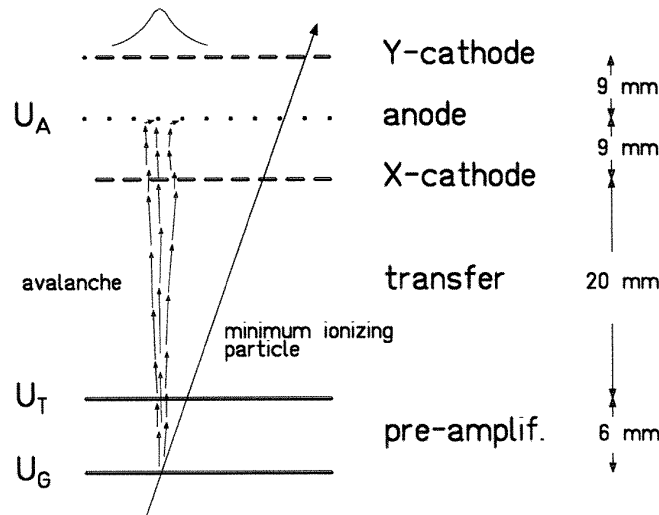


Abbildung 2.2: Aufbau einer zweistufigen Vieldrahtproportionalkammer. Die Vorverstärkerstufe (pre-amplif) wird auch als “Pregap” bezeichnet. Die drei hochspannungsführenden Ebenen sind die Anodenebene und die beiden Ebenen des Pregap. Ausgelesen werden die auf den beiden Kathodenebenen influenzierten Signale. Dadurch kann sowohl der Ort in x-, als auch in y-Richtung bestimmt werden. Das an den Kathodenebenen gemessene Signal entspricht dem Durchtrittsort des Teilchens im Pregap.

In Abbildung 2.2 ist das zweistufige Prinzip der Kammern dargestellt. Die beiden Ebenen (im folgenden mit G- und T-Ebene bezeichnet) des Pregap bestehen jeweils aus einem mit Nickel bedampften Polymergitter und sind 6 mm voneinander entfernt [Sar91].

Die konventionelle MWPC enthält eine Anodenebene, bestehend aus 20 μm Drähten im Abstand von 2 mm zwischen zwei Kathodenebenen, bestehend aus 50 μm Drähten im Abstand von 1 mm, die senkrecht zueinander angeordnet sind und jeweils 9 mm von der diagonal dazu eingebauten Anodenebene entfernt sind. Die beiden Stufen der MWPCs sind durch eine Driftstrecke von 2 cm voneinander getrennt, wodurch es wegen der Driftzeit der Elektronen vom Pregap zur Nachweisebene möglich wird, ein externes Triggersignal zu generieren. Als Zählgas dient Argon mit einem Zusatz von CO_2 und n-Heptan als Quenchinggas in folgender Zusammensetzung (Argon/ CO_2 /n-Heptan:78%/20%/2%) [Stu96]. Die angelegten Hochspannungen sind so gewählt, dass auch für minimal ionisierende Teilchen eine Nachweiseffizienz nahe 100% erreicht wird. Aus den eingestellten Spannungen ergibt sich im Pregap etwa eine Verstärkung um einen Faktor 100 und in der Nähe der Anodendrähte eine weitere Verstärkung um einen Faktor 1000.

Zur vereinfachenden Bezeichnung werden die Drahtkammern in dieser Arbeit bezüglich ihrer Entfernung vom Target durchnummeriert. Dabei ist die MWPC-1 die Drahtkammer vor dem Dipolmagneten. Die MWPC-2 und die MWPC-3 sind die beiden Drahtkammern hinter dem Dipolmagneten (siehe Abbildung 2.1).

Cherenkov-Detektor

Bei großen Teilchenimpulsen tritt das Problem auf, dass die Unterdrückung von Pionen und Protonen mittels des Flugzeitfensters (siehe Kapitel 2.4) immer schwieriger wird, da sich die Flugzeiten von Pionen, Kaonen und Protonen immer mehr angleichen (siehe Abbildung 2.3). Darum wird bei diesen Magnetfeldeinstellungen zur Unterdrückung von Protonen zusätzlich eine hinter dem Stoppdetektor aufgebaute Wand aus Schwellencherenkovdetektoren zur Triggererzeugung benutzt [Mis94]. Die von der Geschwindigkeit abhängige Lichterzeugung unterscheidet schnelle von langsamen Teilchen. Da die Impulse im gewählten Bereich gleich sind, erlaubt dies eine Separation zwischen schweren und leichten Teilchen.

Der Detektor besteht aus 10 Modulen aus Plexiglas und 6 Modulen, die mit Wasser gefüllt sind, für die verschiedenen Impulsbereiche des Spektrometers. Die Geschwindigkeitsschwellen sind $\beta_{\text{Plexiglas}} = 0.67$ und $\beta_{\text{Wasser}} = 0.75$ (siehe Abbildung 2.4).

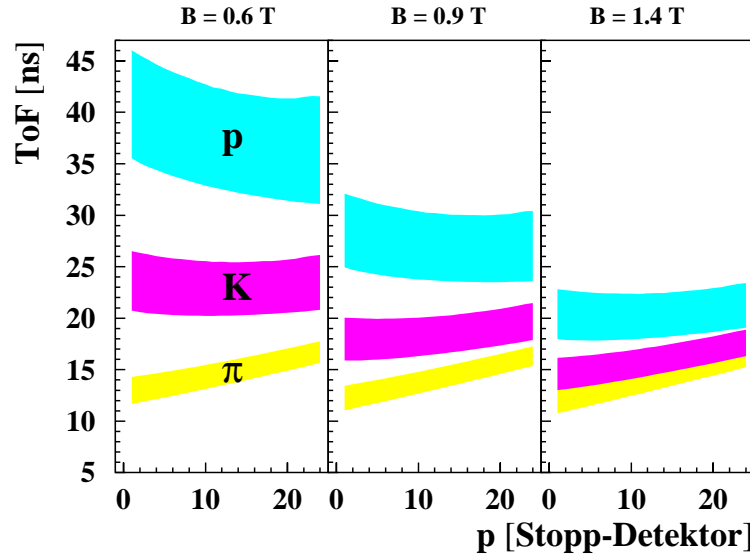


Abbildung 2.3: Flugzeitbereiche (Time of Flight) der einzelnen Teilchensorten als Funktion des Stoppdetektormodus für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen.

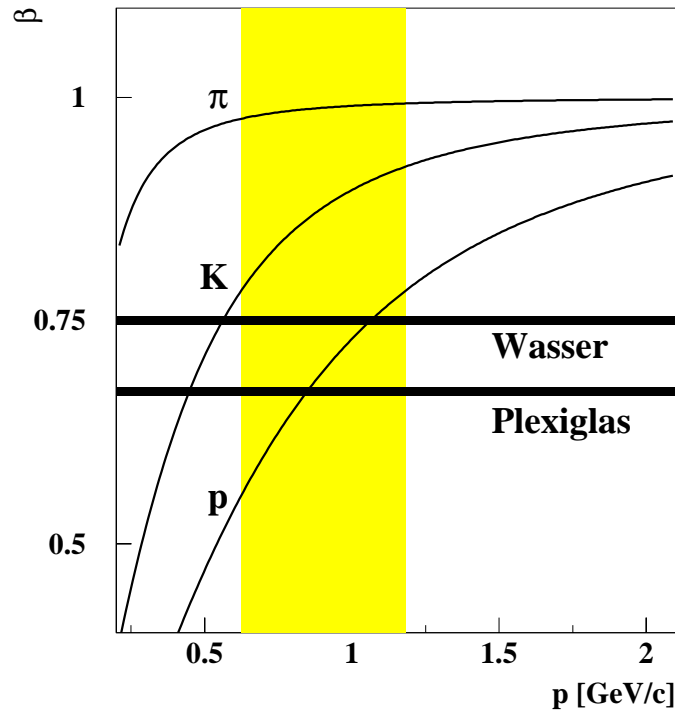


Abbildung 2.4: Cherenkovschwellen der verschiedenen Module. Eingezeichnet sind außerdem die Geschwindigkeiten der verschiedenen Teilchensorten in Abhängigkeit des gegebenen Impulses. Grau hinterlegt ist der Impulsbereich, der einem Dipolfeld von $B_{\text{Dipol}} = 1.4\text{ T}$ entspricht.

2.2 Detektoren zur Ereignisklassifizierung

Großwinkelhodoskop (Targetdetektor)

Die 84 Szintillatormodule des Großwinkelhodoskops (Target-Detektor) sind in drei konzentrischen Ringen im Abstand von 8 cm, 10.5 cm und 13 cm um das Target montiert und decken einen Winkelbereich von 12° bis 48° im Labor ab [Sen93]. Sie registrieren dadurch hauptsächlich Nukleonen, die an der Reaktion teilgenommen haben oder aber Teilchen, die in der Reaktionszone neu erzeugt wurden.

Der schematische Aufbau des Detektors ist in Abbildung 2.5 zu sehen. Durch das Weglassen der Module in Richtung des Spektrometers ist es den im Target erzeugten Teilchen möglich, ohne weitere Wechselwirkung ins Spektrometer einzutreten. Die Mo-

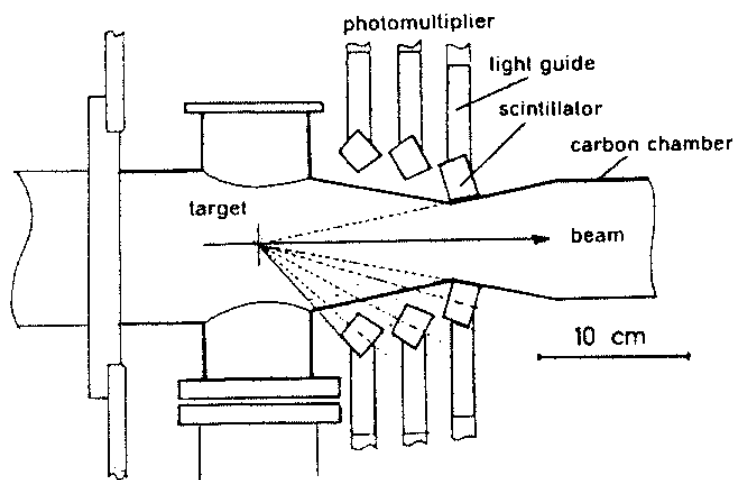


Abbildung 2.5: In der Abbildung ist der Aufbau des Großwinkelhodoskops schematisch dargestellt. Für eine genauere Beschreibung siehe Text.

odule des Detektors bestehen aus Pilot F und werden mit Hilfe von Photovervielfachern des Typs Hamamatsu R 3478 ausgelesen. Die Multiplizität der getroffenen Module des Detektors ist ein Maß für die Zentralität des Stoßes. Je zentraler ein Stoß, desto mehr Teilchen werden in den Bereich des Großwinkelhodoskops emittiert und desto höher ist somit die gemessene Multiplizität (siehe hierzu auch Abschnitt 4.6). Durch seine Nähe zum Target und seine gute Zeitauflösung von 180 ps (FWHM) kann mit dem Großwinkelhodoskop zusätzlich der Zeitpunkt der Reaktion bestimmt werden.

Mit der Zeitinformation des Targetdetektors und den beiden Zeitinformationen der Flugzeitdetektoren hat man die Möglichkeit einer doppelten Flugzeitmessung. Diese Informationen werden in der Analyse dazu benutzt, sehr effektiv den Untergrund zu eliminieren.

Kleinwinkelhodoskop

Das Kleinwinkelhodoskop wurde ursprünglich von der GSI-LBL Kollaboration zur Messung der Spektatoren im Streamerkammer-Experiment am BEVALAC gebaut [Rau86].

Im KaoS Experimentaufbau dient das Kleinwinkelhodoskop zur Messung der Reaktionsebene. Diese wird durch die in die Reaktionsebene abgelenkten, nicht am Stoß teilnehmenden Projektil- und Targetfragmente (Spektatoren) definiert. Das Kleinwinkelhodoskop besteht aus 380 Szintillatormodulen verschiedener Größe (siehe Abbildung 2.6), die auf einer Fläche von $1.92 \text{ m} \times 2.14 \text{ m}$ angeordnet sind. Die äußeren Elemente haben eine Größe von $16 \text{ cm} \times 16 \text{ cm}$, die mittleren eine Größe von $8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$ und die kleinen Elemente, die im inneren Bereich des Kleinwinkelhodoskops liegen haben eine Größe von $4 \text{ cm} \times 4 \text{ cm}$. Diese Konfiguration wurde gewählt, damit alle Elemente in etwa die gleiche Trefferwahrscheinlichkeit haben. Der Detektor deckt einen Winkelbereich von $0.5^\circ \leq \Theta_{\text{lab}} \leq 7.0^\circ$ ab. Durch den vertikal und horizontal asymmetrischen Aufbau reicht der Winkelbereich vertikal sogar bis zu 13° . Eine genaue Beschreibung des Detektors ist in [Shi98] zu finden.

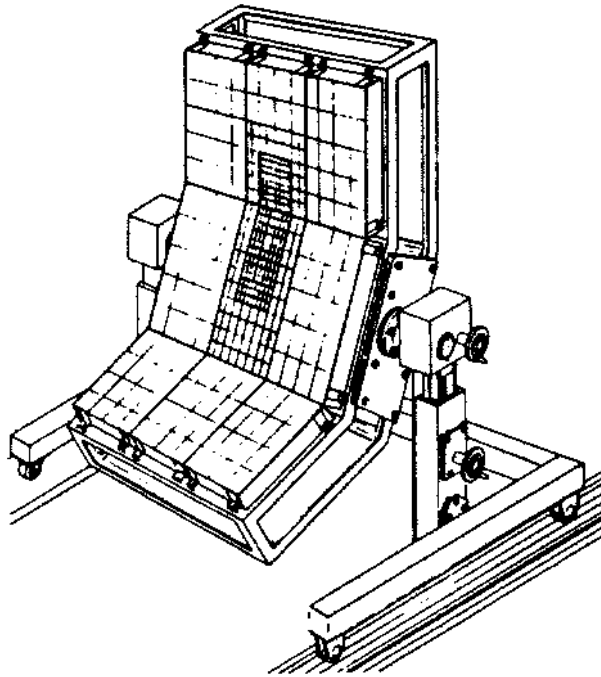


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung des Kleinwinkelhodoskops. Gut zu erkennen sind die unterschiedlichen Modulgrößen in verschiedenen Bereichen des Detektors.

Aus dem Energieverlust eines Teilchens im Detektor kann dessen Ladung bestimmt werden. Um die schnellen Projektilspektatoren² von den langsamen Partizipanten³ zu trennen, dient eine Zeitmessung auf der 684 cm langen Flugstrecke zwischen Target-detektor und Kleinwinkelhodoskop.

Nach dem Target wird der Strahl in einem Kohlenstoffrohr durch das Hodoskop hindurch bis in den Strahlstopper geführt. Da der Primärstrahl durch das Streufeld des Quadrupolmagneten abgelenkt wird, was zu einer Wechselwirkung des Strahls mit dem Kohlenstoffrohr führen würde, ist es möglich das Kleinwinkelhodoskop mitsamt dem Strahlstopper horizontal zu verfahren.

2.3 Strahldetektoren

B1-Detektor und Strahlmonitorzähler

Der B1-Detektor dient zusammen mit den beiden Armen des Strahlmonitorzählers zur Bestimmung der Anzahl der einfallenden Strahlteilchen. Der B1-Detektor besteht aus einem Plastiksintillator (NE 104), mit einer aktiven Fläche von $10\text{ mm} \times 10\text{ mm}$ oder $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ und einer Dicke von 1 mm und kann 30 cm vor dem Target in den Strahlengang gefahren werden. Er wird zur direkten Messung der Strahlteilchen bei niedriger Intensität benutzt und wird mit einem Photovervielfacher ausgelesen.

Der Strahlmonitorzähler besteht aus zwei Armen mit jeweils drei hintereinander angebrachten Szintillatoren (NE 104), die in $\pm 110^\circ$ bezüglich der Strahlachse montiert sind und auf das Target gerichtet sind [Bec93]. Der Detektor misst, mittels einer Dreifachkoinzidenz der drei Szintillatoren eines Arms, Reaktionsprodukte aus den im Target stattfindenden Reaktionen. Die Anzahl dieser Reaktionsprodukte ist proportional zur Anzahl der Strahlteilchen. Die Geometrie des Detektors, und somit die Zählrate, ist so gewählt, dass die Auslese der Szintillatoren mittels Photovervielfachern möglich ist.

Bei einer Messung mit niedriger Intensität wird nun ein Proportionalitätsfaktor zwischen den im B1-Detektor direkt gemessenen Strahlteilchen und den in den Strahlmonitorzählern gemessenen Reaktionsprodukten bestimmt. Da dieses Verhältnis unabhängig von der Strahlintensität ist, kann für höhere Intensitäten die Anzahl der Strahlteilchen aus der Anzahl der Reaktionsprodukte in den Strahlmonitorzählern bestimmt werden. Für eine genauere Beschreibung der Strahlnormierung siehe Kapitel 3.5.2.

²Unter Spektatoren versteht man Nukleonen oder Fragmente des Projektils, bzw. des Targets, die nicht an der Reaktion teilgenommen haben und somit ungestört die Reaktionszone passieren.

³Unter dem Begriff Partizipanten versteht man die Nukleonen, die an der Reaktion teilgenommen haben.

Halodetektor

Der Halodetektor dient zur Kontrolle der Lage und der Fokussierung des Strahls während des Experiments. Er besteht aus einem vierfach segmentierten ringförmigen Szintillator mit einem Innendurchmesser von 20 mm und einem Aussendurchmesser von 80 mm und ist 55 cm vor dem Target eingebaut. Die vier Segmente werden jeweils durch Photovervielfacher ausgelesen [Bec93]. Eine Änderung der Strahllage bzw. eine Defokussierung des Strahls macht sich sofort in der Zählrate eines bzw. aller 4 Segmente bemerkbar.

2.4 Trigger

Reaktionstrigger

Der Reaktionstrigger wird generiert, wenn innerhalb eines 200 ns langen Zeitfensters mindestens zwei Module des Targetdetektors koinzident ein Signal erzeugen. Dies sollte immer dann stattfinden, wenn im Target eine Reaktion stattgefunden hat.

Dieser Trigger hat für die Analyse zwei wichtige Aufgaben. Erstens wird mit den Daten, die mit diesem Trigger aufgenommen wurden, der totale Reaktionswirkungsquerschnitt bestimmt und zweitens werden mit diesen auch die Korrekturen zur Bestimmung der Reaktionsebene durchgeführt. Siehe hierzu auch die beiden Abschnitte 3.6 und 4.6.

Spektrometertrigger

Der Spektrometertrigger dient dazu, Ereignisse zu selektieren, bei denen ein geladenes Teilchen durch das Spektrometer geflogen ist. Hierzu werden die Zeitsignale der einzelnen Streifen des Startdetektors respektive des Stoppdetektors logisch verknüpft. Mit diesen beiden Signalen wird eine Koinzidenz zwischen dem Signal des Stoppdetektors und dem Signal des Startdetektors gebildet. Überlappen diese beiden Signale zeitlich, wird ein Triggersignal generiert. Die Signallänge des Startdetektors ist dabei so gewählt, dass auch von Protonen oder schwereren Fragmenten generierte Stoppsignale mit dem Startsignal überlappen. Die im folgenden beschriebenen Teilchentrigger bauen auf diesem Spektrometertrigger auf.

Pionentrigger

Der Pionentrigger dient dazu, Ereignisse zu selektieren, bei denen ein Pion durch das Spektrometer geflogen ist. Wie man an Abbildung 2.3 sehr gut sehen kann, unterscheiden sich die Flugzeiten von Pionen und Protonen so weit, dass man mit Hilfe der Flugzeit die beiden Teilchenarten unterscheiden kann. Die Länge des Signals des Startdetektors ist dabei so gewählt, dass nur von Pionen generierte Stoppsignale mit

dem Startsignal überlappen können. Siehe hierzu auch im linken Teil der Abbildung 2.7 die Signale Start und Stopp (Pionen).

Kaonentrigger

Der schematische Aufbau des Kaonentriggers, der dazu dient, Ereignisse zu selektieren, bei denen ein Kaon durch das Spektrometer geflogen ist, ist in Abbildung 2.7 zu sehen. Da die Effizienz dieses Triggers für Kaonen nicht 100% beträgt wird die Effizienz wie in Abschnitt 3.5.3 beschrieben korrigiert.

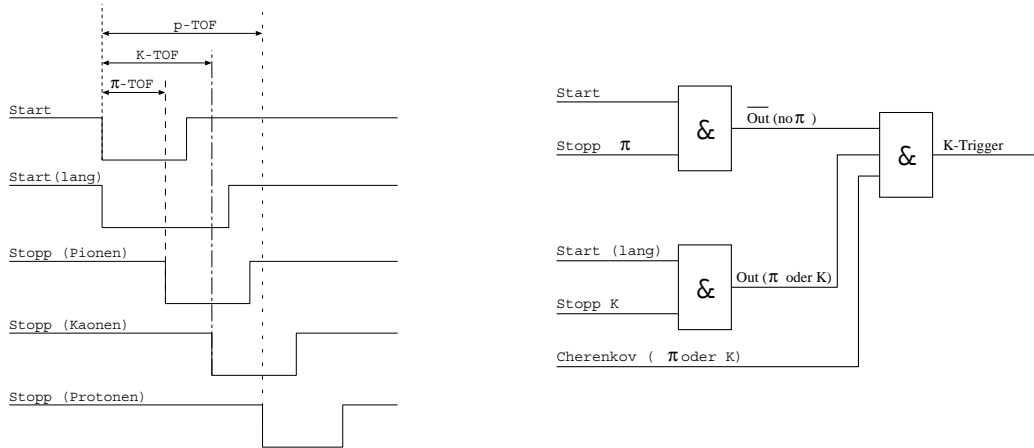


Abbildung 2.7: Kaonentrigger: Im linken Teil der Abbildung ist schematisch der zeitliche Verlauf der Signale dargestellt. Der rechte Teil zeigt den Aufbau der Triggerlogik.

Im linken Teil der Abbildung sieht man, dass das Startsignal in zwei Kanäle mit jeweils variabler Signallänge aufgeteilt wird (Start und Start(lang)). Die beiden Signallängen hängen von der Flugzeit der Teilchen im Spektrometer ab und werden deswegen für jede Magnetfeldeinstellung separat bestimmt.

Die Signallängen werden dabei so eingestellt, dass das kürzere Signal des Startdetektors nur dann einen Überlapp mit dem Signal des Stoppdetektors hat, wenn das Stoppsignals der Flugzeit eines Pions entspricht. Die Länge des längeren Startsignals wird so eingestellt, dass sowohl von Pionen, als auch Kaonen erzeugte Stoppsignale einen Überlapp mit diesem Startsignal haben, nicht aber von Protonen erzeugte Stoppsignale.

Der endgültige Kaonentrigger wird nun aus einer Antikoinzidenz des Pionentriggers (Start & Stopp) und einer Koinzidenz des “Nichtprotonentriggers” (Start(lang) & Stopp) erzeugt. Dies bedeutet, dass das Teilchen weder ein Proton noch ein Pion war und somit aus dem Flugzeitbereich der Kaonen stammt.

Für die höheren Magnetfelder ist es zusätzlich noch möglich, die Information des Schwellencherenkovdetektors zur Triggererzeugung hinzuzuziehen (siehe nächsten Abschnitt). Die Wirkungsweise dieses Triggers ist in Abbildung 2.8 gezeigt.

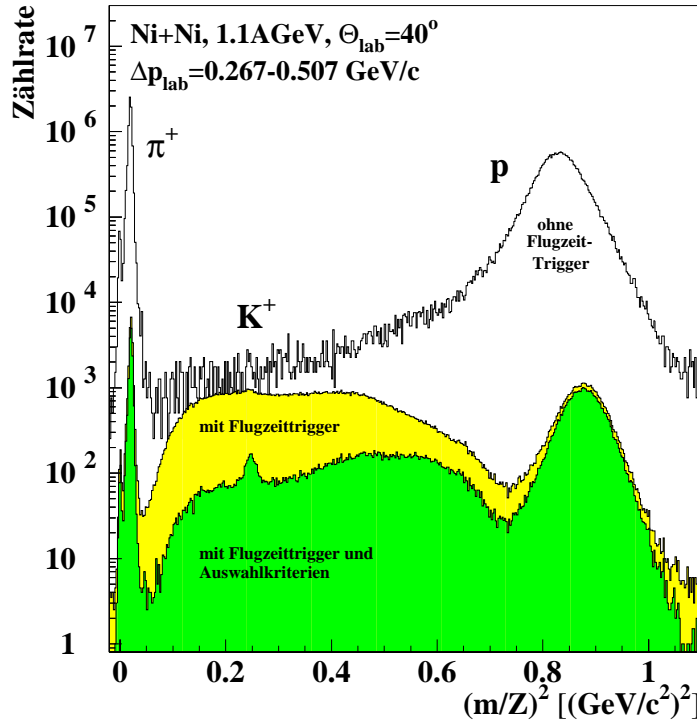


Abbildung 2.8: Wirkung des Kaonentriggers: Abgebildet ist ein Massenspektrum $(m/Z)^2$ aus Ni+Ni-Reaktionen bei 1.1 AGeV für eine Messung ohne (weiß) bzw. mit (grau) Flugzeittrigger (Kaonentrigger). Zusätzlich ist die Wirkung der Anwendung von Auswahlkriterien in der Datenanalyse gezeigt (siehe Abschnitt 3.4.2). Die dabei entstehende Verteilung ist dunkel gefärbt.

Cherenkovtrigger

Der Cherenkovtrigger wird immer zusätzlich zu dem Pionen- oder Kaonentrigger eingesetzt. Er dient dazu, bei hohen Magnetfeldern die Protonen zu unterdrücken, da hier der Flugzeittrigger alleine nicht mehr ausreichend ist (siehe auch Abschnitt 2.1).

Untersetzte Trigger

Zusätzlich zu dem gewählten Physiktrigger werden die anderen Trigger mit einer geringeren Rate (untersetzt) ebenfalls auf Band aufgezeichnet. Hierdurch hat man die Möglichkeit Pionen bzw. Protonen, die vom Kaonentrigger unterdrückt werden, in kleinerer Zahl bei den gleichen Einstellungen mitzumessen, bei denen auch die Kaonemessung durchgeführt wurde. Besonders wichtig ist dies für den Reaktionstrigger, da mit diesen Daten später die Korrekturen für die Reaktionsebenenbestimmung durchgeführt werden. Die Untersetzungsfaktoren werden für jede Einstellung so angepasst, dass die untersetzten Trigger unwesentlich zur Gesamttriggerrate beitragen und somit nicht die Totzeit der Datenaufnahme verschlechtern.

2.5 Datenaufnahme

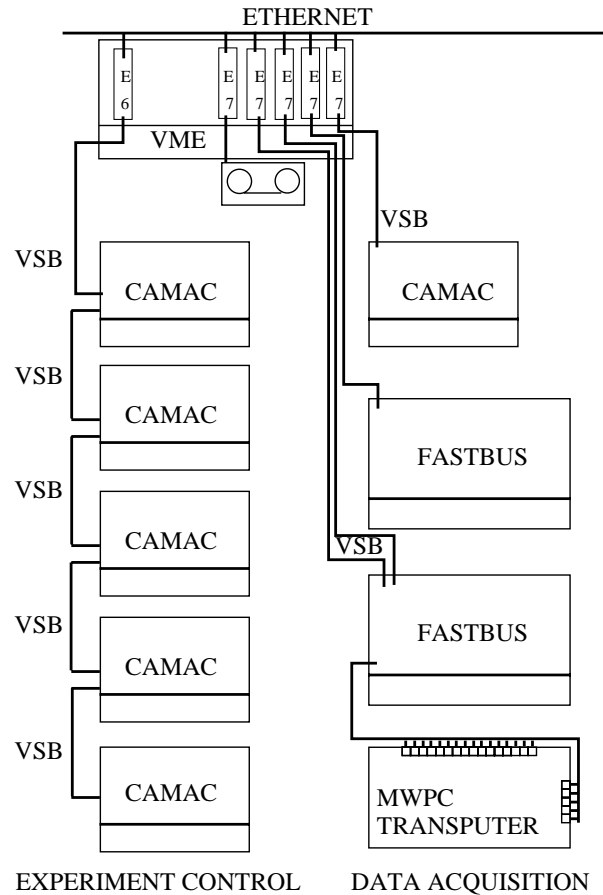


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau der Elektronik zur Datenauslese und Experimentsteuerung

In Abbildung 2.9 ist der allgemeine Aufbau der Elektronik zur Datenauslese und Experimentsteuerung zu sehen.

Die Signale der beiden Flugzeitdetektoren und des Großwinkelhodoskops werden jeweils in ein Energie- und ein Zeitsignal aufgeteilt. Diese Signale werden dann mit Hilfe von Fastbus QDCs⁴ und Fastbus TDCs⁵ digitalisiert. Die Daten des Kleinwinkelhodoskops werden in einem zweiten Fastbus-Rahmen ebenso behandelt. Die so digitalisierten Daten werden dann über eine SMI-Einheit⁶, die die Schwellenwerte der QDCs abzieht, an das zugehörige EBI⁷ weitergeleitet, von wo sie dann mittels einer VSB⁸-Verbindung an einen E7-VME-Prozessor übergeben werden, der dann das ent-

⁴QDC: Charge (**Q**) to **D**igital **C**onverter

⁵TDC: **T**ime to **D**igital **C**onverter

⁶SMI: **S**egment-**M**anager-**I**nterface

⁷EBI: **E**vent**b**uilder-VSB-**I**nterface

⁸**V**-**S**erial-**B**us

sprechende Datenpaket für diesen Zweig zusammenfügt.

Im CAMAC⁹-Zweig werden allgemeine Daten des Experiments aufgenommen. Er enthält mehrere frei laufende, nicht totzeitbehaftete Zähler, die Statusinformationen, wie z.B. die Zählraten der verschiedenen Trigger aufzeichnen. Das zweite wichtige Element dieses Zweiges dient zur Aufzeichnung von Informationen die speziell zu einem Ereignis gehören, wie z.B der Triggertyp. Diese Daten werden wiederum an einen E7-VME-Prozessor weitergegeben, der daraus ein eigenes Datenpaket zusammenfügt.

Die Signale der Drahtkammern werden mit direkt auf den Kammern sitzenden Vorverstärkern verstärkt und von 8-Bit Flash ADCs¹⁰ digitalisiert. Gruppen von jeweils 16 ADCs werden von einem Transputer ausgelesen, der eine Nullenunterdrückung durchführt. Die Daten werden in einer baumartigen Struktur bis zu einem speziellen Transputermodul weitergeleitet, welches die Datenströme zu einem Gesamtereignis zusammenfasst. Dieses Datenpaket wird über ein Dual-Port-Memory an einen EBI und von dort zu einem E7-VME-Prozessor weitergeleitet.

Die für jeden Zweig erzeugten Datenpakete werden nun von einem Master-E7-Prozessor zu einem Gesamtereignis zusammengefügt und von diesem zur Datenspeicherung auf ein DLT-Laufwerk¹¹ transferiert. Zusätzlich wird ein Teil der Daten auch über Ethernet der Online-Analyse zur Verfügung gestellt. Mit dem System werden Transferraten von bis zu 1.5 MByte/s erreicht.

Die im linken Teil der Abbildung 2.9 gezeigte Experimentsteuerung besteht aus 5 CAMAC-Überrahmen und dient zur Steuerung der Hochspannungsversorgung, der verstellbaren Triggerzeitsignale, der Multiplexer und der Constant-Fraction-Diskriminatoren. Alle Parameter werden über ein E7-Modul ferngesteuert und können an einem Terminal überprüft, bzw. geändert werden. Die Kommunikation mit den lokalen Controllern im CAMAC-Überrahmen erfolgt dabei über VSB.

⁹Computer Automated Measurement And Control

¹⁰ADC: Analog to Digital Converter

¹¹Digital Linear Tape

Kapitel 3

Datenanalyse

Die im folgenden beschriebene Datenanalyse besteht aus drei Teilen. Im ersten Schritt werden die Detektorinformationen durch Eichung in Größen wie z.B. Orte und Zeiten überführt. Die Erzeugung der dazu benötigten Eichparameter wird ausführlich in Abschnitt 3.2 beschrieben. Die auf diese Weise erzeugten geeichten Daten werden in einer dynamischen Datenstruktur gespeichert, was zu einer Datenreduktion um ca. einen Faktor 3 führt. Im zweiten Teil der Analyse werden die geeichten Daten, die noch den einzelnen Detektoren zugeordnet sind, zu einer Teilchenspurs zusammengefügt, die durch das komplette Spektrometer geht. Auf diese Weise werden die verschiedenen Detektorinformationen zu einem physikalischen Ereignis zusammengefügt, für das nun Größen wie die Masse oder der Impuls bestimmt werden. Dieser Schritt führt wiederum zu einer Datenreduktion um ca. einen Faktor 3 und ist in Kapitel 3.4 ausführlich beschrieben. Im letzten Schritt der Analyse werden die Teilchen nun anhand ihrer Massen identifiziert und der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt bestimmt (siehe Abschnitt 3.5).

Im Abschnitt 3.6 wird erläutert, wie aus den Daten des Kleinwinkelhodoskops die Reaktionsebene bestimmt wird, und wie die Ergebnisse auf die Auflösung des Hodoskops korrigiert werden.

Da bei der Auswertung für diese Arbeit bei den Monte-Carlo-Simulationen eine neue Magnetfeldkarte benutzt wurde, wird in Abschnitt 3.1 zuerst diskutiert, welchen Einfluss diese neue Magnetfeldkarte auf die Analyse hat.

3.1 Simulationsrechnungen und Magnetfeld

Wenn im folgenden Abschnitt von Simulationsrechnungen gesprochen wird, so bezieht sich dies immer auf Monte-Carlo-Simulationen, die mit Hilfe des Programmpakets GEANT [CNA93a] durchgeführt wurden. Dieses Programmpaket besteht aus Routi-

nen, die es erlauben die komplette Geometrie des Experiments inklusive aller seiner Detektoren nachzubilden. Das Programm berücksichtigt alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen relativistischer Teilchen in Materie und besitzt außerdem Algorithmen zur Trajektorienbestimmung der Teilchen in magnetischen Feldern, so dass es möglich ist, das komplette Experiment nachzubilden und Teilchen vom Targetpunkt durch den kompletten Aufbau zu verfolgen.

Auf diese Weise ist es möglich, Größen zu bestimmen, die experimentell nicht direkt zugänglich sind. Hierzu zählen zum Beispiel die Länge der Teilchenspur vom Target bis zur Fokalebene oder auch die Bestimmung des Anteils des impulsabhängigen Zerfalls der Teilchen auf ihrem Weg durch das Spektrometer.

Bei einem Experiment zum Coulomb-Aufbruch von ^8B im Jahr 1996, das am Kaonen-Spektrometer durchgeführt wurde [Uhl98][Bou99][Sur00], wurden Abweichungen zwischen den Ergebnissen der Simulation und den experimentellen Daten festgestellt. Zwischen den im Experiment gemessenen Positionen der Teilchen in der Fokalebene und den entsprechenden Positionen in der Simulation gab es impulsabhängig Abweichungen von bis zu 2 cm. Da diese Abweichungen kleiner als die Impulsauflösung des Kaonen-Spektrometers sind, waren diese feinen Unterschiede bei den bisherigen Experimenten zur Kaonenproduktion nicht aufgefallen.

Die Abweichungen zwischen Experiment und Simulation konnten bei genauen Untersuchungen auf die in der Simulation eingesetzte Magnetfeldkarte des Dipolmagneten zurückgeführt werden. Diese, mit dem Programmpaket TOSCA [Vec] berechnete Magnetfeldkarte, die zur Trajektorienbestimmung der Teilchen im Magnetfeld benötigt wird, stimmt zwar für den zentralen Teil des Magnetfeldes gut mit der neuen, aus einer Messung bestimmten, Karte überein, hat aber die Randfelder des Magneten nur ungenügend beschrieben.

Durch eine Vermessung des Magnetfeldes im Jahr 1998 konnte eine neue Magnetfeldkarte für die Simulation erstellt werden. Diese neue Magnetfeldkarte wurde anschließend in die Simulation eingebaut. Simulationsrechnungen, bei denen diese neue Magnetfeldkarte zum Einsatz kommt, beschreiben nun das Experiment zum Coulomb-Aufbruch sehr gut [Sch02]. Wie in Abschnitt 4.3 gezeigt wird, haben die unterschiedlichen Magnetfeldkarten nur einen geringen Einfluss auf die Ergebnisse der Experimente zur Teilchenproduktion.

Da einige Analyseschritte auf den Ergebnissen der Simulationsrechnungen beruhen, mussten die neuen Ergebnisse der Simulationsrechnungen in die Analyse integriert werden. Im folgenden Abschnitt werden die einzelnen Schritte, die von den Simulationsrechnungen abhängen, kurz erläutert. Sämtliche in dieser Arbeit benutzten Simulationsrechnungen beruhen auf der neuen Magnetfeldkarte, falls nicht explizit etwas anderes angegeben ist.

3.1.1 Berechnung der Impulstabellen

Zur Teilchenidentifikation wird neben der gemessenen Flugzeit auch der Impuls und die Flugstrecke der Teilchen im Spektrometer benötigt (siehe hierzu auch Abschnitt 3.4). Der Impuls der Teilchen ergibt sich beim Kaonen-Spektrometer in erster Näherung aus der Position der Teilchen in der Fokalebene. Bei genauerer Untersuchung zeigt sich, dass der Impuls auch vom getroffenen Modul des Startdetektors abhängt. Auch die Länge der Teilchenspur im Spektrometer hängt von der Kombination der getroffenen Module des Start-, bzw. Stopptdetektors ab.

Zur Bestimmung des Impulses und der Länge der Teilchentrajektorie für alle $16 \times 30 = 480$ Detektorkombinationen des Start- und Stopptdetektors werden mit den Simulationsroutinen eine große Anzahl Pionen gleichverteilt in Impuls und Raumwinkel erzeugt und deren Spuren durch das Spektrometer verfolgt. Mit den so erhaltenen Informationen über den Anfangsimpuls, dem getroffenen Start-, bzw. Stopptdetektor- und der dazugehörigen Trajektorienlänge werden die Impulse und Spurlängen für alle 480 Kombinationen bestimmt. Die so erzeugte Impulstabelle, bzw. Spurlängentabelle wird in der Analyse zur Berechnung der Teilchenmasse und somit zur Teilchenidentifikation benutzt.

3.1.2 Spurrekonstruktionsfunktionen

Da die Teilchenbahn im Kaonenspektrometer nicht kontinuierlich verfolgt werden kann, sondern nur mit Hilfe der Vieldrahtproportionalkammern drei Punkte im Raum mit guter Ortsauflösung gemessen werden, stellt sich das Problem wie die Informationen der einzelnen Detektoren zu einem physikalischen Ereignis kombiniert werden können.

In einem homogenen Magnetfeld \vec{B} ist eine Teilchenspur für ein Teilchen der Ladung q , welches sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v} bewegt mittels der durch die Lorentzkraft gegebenen Bewegungsgleichung

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

und einem Satz von 6 Parametern vollständig beschrieben. Ein möglicher Satz von unabhängigen Variablen ist durch den Ort \vec{r}_0 und den Impuls \vec{p}_0 zu einem beliebigen Zeitpunkt gegeben

$$\vec{r}_0 = \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} \quad \vec{p}_0 = \begin{pmatrix} p_0^x \\ p_0^y \\ p_0^z \end{pmatrix} \quad , \quad (3.2)$$

wobei x die horizontale, y die vertikale Komponente und z die momentane Bewegungsrichtung ist. Für diesen einfachen Fall bewegt sich das Teilchen auf einer Kreisbahn durch das Magnetfeld und eine Kreisgleichung dient als Spurbild, mit deren Hilfe eine Verfolgung der Teilchenbahn durch das Magnetfeld möglich wird.

Aufgrund des Aufbaus des Kaonen-Spektrometers und des starken Einflusses der Randfelder des Magneten auf die Teilchenspur ist ein solch einfaches Spurbild beim Kaonenspektrometer nicht gegeben. Aus diesem Grund werden zur Spurrekonstruktion Funktionen benutzt, die aus den Informationen einzelner Detektoren Informationen anderer Detektoren berechnen. So wird z.B. aus den horizontalen Ortsinformationen der MWPC-2 und MWPC-3 der horizontale Durchstoßpunkt der Teilchenbahn durch die MWPC-1 bestimmt. Durch einen Vergleich mit den gemessenen Orten in der MWPC-1 können nun die richtigen horizontalen Ortsinformationen der drei Drahtkammern zu einem Ereignis zusammengefasst werden.

Die dazu benutzten Funktionen werden wieder mit Hilfe von Simulationsdaten bestimmt. Das im folgenden beschriebene Verfahren zur Bestimmung dieser Funktionen wurde zuerst in [Wag96][Man97] angewendet, von [Stu01] weiterentwickelt und im Rahmen dieser Arbeit an die neue Magnetfeldkarte angepasst.

Korrelationsfunktionen

Zur Bestimmung der Korrelationsfunktionen zwischen den Informationen der einzelnen Detektoren werden Teilchenspuren benutzt, die mit einer GEANT-Simulation erzeugt wurden. Bei dieser Simulation wurde lediglich der kontinuierliche Energieverlust und sonst keine weiteren physikalischen Wechselwirkungen der Teilchen berücksichtigt, da dies zu wesentlich stabileren Ergebnissen bei der Anpassung führt. Der so erzeugte Datensatz enthält Teilchenspuren mit allen dazugehörigen Detektorinformationen in einem Impulsbereich von $\Delta p = 0.400 - 0.760$ GeV/c ($B_{Dipol} = 0.9$ T).

Mit Hilfe des Programmpakets MINUIT [CNA93b] wurden die jeweiligen Korrelationsfunktionen gleichzeitig an ca. 50000 Teilchenspuren angepasst. Die Minimierung erfolgt mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate, wobei die Summe G^2 der quadratischen Abweichungen der anzupassenden Größe v von dem Wert der Funktion \hat{v}

$$G^2 = \sum_{i=1}^N (v^i - \hat{v}^i(x_1^n \dots x_3^n, y_1^n \dots y_3^n))^2 \quad (3.3)$$

minimiert wird. Je nach zu bestimmender Größe ist \hat{v} eine Polynomfunktion von bis zu 3 x-Koordinaten und 3 y-Koordinaten (siehe Tabelle 3.1).

Neben den Korrelationen zwischen den Ortsinformationen der einzelnen Detektoren möchte man auch Informationen über nicht direkt gemessene Größen, wie z.B. die Emissionswinkel am Target, aus diesen Ortsinformationen berechnen. Die Größen, für

die Korrelationsfunktionen bestimmt wurden, sind die horizontale und vertikale Position im Target x_0 und y_0 , die horizontalen und vertikalen Emissionswinkel am Target Θ_0^x und Θ_0^y , die horizontale Position in der MWPC-1 x_1 , die vertikalen Positionen in allen drei Drahtkammern y_1 , y_2 und y_3 und die Detektornummer des getroffenen Moduls im Start- bzw. Stopptektor N_{Start} und N_{Stopp} .

Die für die neue Magnetfeldkarte benutzten Funktionen unterscheiden sich zum Teil wesentlich von denen, die in [Stu01] für die alte Magnetfeldkarte bestimmt wurden. Bei [Stu01] wurden maximal Polynome vierter Ordnung verwendet. Für die neue Magnetfeldkarte wurden Polynome bis zu siebter Ordnung benutzt, was zu deutlich schmaleren Differenzverteilungen zwischen gemessener und berechneter Ortsinformation in den Viendrahtproportionalkammern führt.

In Tabelle 3.1 sind neben den Koordinaten, die für die Anpassung verwendet wurden, auch die Anzahl der benutzten Parameter, sowie die sich ergebenden Breiten der einzelnen Verteilungen angegeben. Bei den angegebenen Breiten ist zu unterscheiden zwischen denen, die sich bei Anwendung der Funktionen auf einen Simulationsdatensatz ohne bzw. mit Berücksichtigung physikalischer Wechselwirkungen ergeben. Ohne physikalische Wechselwirkung bedeutet hierbei, dass in der Simulation nur der kontinuierliche Energieverlust der Teilchen berücksichtigt wurde. Dieser Datensatz wird im folgenden als Datensatz 1 bezeichnet. Bei der Erzeugung des zweiten Datensatzes wurden alle relevanten physikalischen Wechselwirkungen der Teilchen mit der Umgebung berücksichtigt, wobei der größte Einfluss auf die Genauigkeit der berechneten Information durch die Kleinwinkelstreuung verursacht wird. Dieser Datensatz wird im folgenden als Datensatz 2 bezeichnet. Zum Vergleich zu den Ergebnisse σ_{nophys} für den Datensatz 1 und σ_{phys} für den Datensatz 2, sind auch die in [Stu01] enthaltenen Werte aufgeführt, die mit der alten Magnetfeldkarte bestimmt wurden. Da in [Stu01] nur Werte für die Breiten der Verteilung ohne Berücksichtigung der physikalischen Wechselwirkungen angegeben sind, können die Ergebnisse unter Berücksichtigung der physikalischen Wechselwirkungen nicht miteinander verglichen werden.

In der Abbildung 3.1 sind die Verteilungen für die jeweiligen Parameter gezeigt. Als schwarze gestrichelte Linien sind jeweils die Verteilungen dargestellt, die sich bei Anwendung der Korrelationsfunktionen auf Datensatz 1 ergeben. Die roten durchgezogenen Linien sind jeweils die Verteilungen, die sich aus Datensatz 2 ergeben. Die blauen gepunkteten Verteilungen ergeben sich bei Anwendung der Korrelationsfunktionen auf experimentelle Daten (Pionen-Datensatz). Man erkennt an den Abbildungen sehr gut den Einfluss der Kleinwinkelstreuung auf die Rekonstruktionsfunktionen. Andererseits sieht man aber, dass die Simulationen gut mit den experimentellen Daten übereinstimmen.

Für die nicht direkt messbaren Größen (siehe oben), ist in Abbildung 3.2 nur der Einfluss der physikalischen Wechselwirkung im Vergleich zu dem Datensatz ohne diese Wechselwirkungen dargestellt. Ein Vergleich mit experimentellen Daten ist hier nicht möglich.

	Korrelationsfunktion				
	\hat{x}_0	\hat{y}_0	$\hat{\Theta}_0^x$	$\hat{\Theta}_0^y$	\hat{x}_1
hor. Variablen	x_1, x_2, x_3	x_1, x_2, x_3	x_1, x_2, x_3	x_1, x_2, x_3	x_2, x_3
vert. Variablen	y_1, y_2, y_3	y_1, y_2, y_3	y_1, y_2, y_3	y_1, y_2, y_3	-
Polynomgrad	7	7	7	7	7
Koeffizientenzahl					
reine x-Terme	83	83	83	83	35
reine y-Terme	83	83	83	83	0
gemischte Terme	80	80	80	80	0
Gesamt	247	247	247	247	36
Anpassungswert	$(x_0 - \hat{x}_0)$	$(y_0 - \hat{y}_0)$	$(\Theta_0^x - \hat{\Theta}_0^x)$	$(\Theta_0^y - \hat{\Theta}_0^y)$	$(x_1 - \hat{x}_1)$
$\sigma_{nophys}^{newfield}$ [cm]	0.063	0.058	0.046	0.029	0.066
$\sigma_{phys}^{newfield}$ [cm]	1.482	0.522	0.295	0.187	0.291
$\sigma_{nophys}^{oldfield}$ [cm]	0.236	0.070	-	-	0.095
	\hat{y}_1	\hat{y}_2	\hat{y}_3	\hat{N}_{Start}	\hat{N}_{Stopp}
hor. Variablen	x_1, x_2, x_3	x_1, x_2, x_3	x_1, x_2, x_3	x_1	x_2, x_3
vert. Variablen	y_2, y_3	y_1, y_3	y_1, y_2	-	-
Polynomgrad	7	7	7	4	4
Koeffizientenzahl					
reine x-Terme	83	83	83	4	14
reine y-Terme	27	27	27	0	0
gemischte Terme	51	51	51	0	0
Gesamt	161	161	161	5	15
Anpassungswert	$(y_1 - \hat{y}_1)$	$(y_2 - \hat{y}_2)$	$(y_3 - \hat{y}_3)$	$(N_{Start} - \hat{N}_{Start})$	$(N_{Stopp} - \hat{N}_{Stopp})$
$\sigma_{nophys}^{newfield}$ [cm]	0.101	0.015	0.062	[-0.59, 0.59]	[-1.0, 1.4]
$\sigma_{phys}^{newfield}$ [cm]	1.127	0.117	0.155	[-0.59, 0.59]	[-1.0, 1.4]
$\sigma_{nophys}^{oldfield}$ [cm]	0.093	0.014	0.019	[-0.59, 0.59]	[-1.0, 1.4]

Tabelle 3.1: Spurrekonstruktionsfunktionen: Aufgeführt sind die Rekonstruktionsfunktionen der horizontalen (x) und vertikalen (y) Positionen (x_0, y_0) und Emissionswinkel (Θ_0^x, Θ_0^y) im Target, der horizontalen und vertikalen Positionen von MWPC- i (x_1, y_1, y_2, y_3) und die getroffenen Module des Start- bzw. Stopppedektors (N_{Start}, N_{Stopp}). Das Ergebnis der Anpassung ist durch die Breite $\sigma_{nophys}^{newfield}$ der gaußförmigen Verteilung $v - \hat{v}$ dargestellt. Da es sich bei den Verteilungen $N_{Start} - \hat{N}_{Start}$ und $N_{Stopp} - \hat{N}_{Stopp}$ um keine gaußförmigen Verteilungen handelt, sind dort anstatt von σ die Grenzen der Verteilungen angegeben. Die Ergebnisse der alten Feldkarte $\sigma_{nophys}^{oldfield}$ sind [Stu01] entnommen. Zusätzlich ist noch die Breite $\sigma_{nophys}^{newfield}$ angegeben, die sich bei Anwendung der Korrelationsfunktionen auf einen Datensatz unter Berücksichtigung physikalischer Wechselwirkungen ergibt (siehe Text).

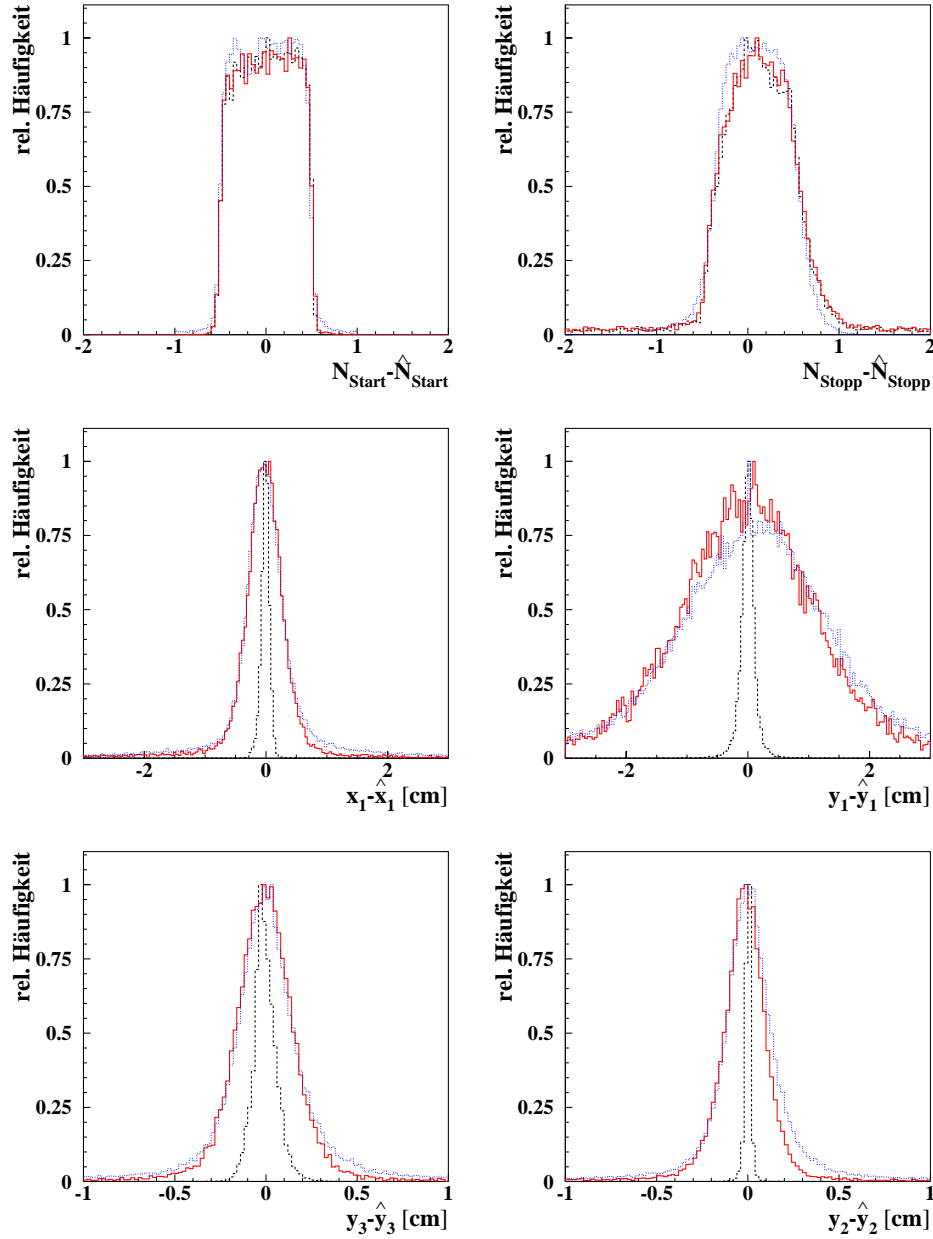


Abbildung 3.1: Differenzverteilungen zwischen den gemessenen Orten in einem Detektor und den, mit Informationen anderer Detektoren, rekonstruierten Orten. Die schwarz gestrichelten Linien zeigen die Verteilung für Datensatz 1 (nur kontinuierlicher Energieverlust). Die roten durchgezogenen Linien zeigen die Verteilung für den Datensatz 2 (alle physikalischen Wechselwirkungen). Hier sieht man sehr gut den Einfluss, den die Kleinwinkelstreuung auf die Genauigkeit der Rekonstruktionsfunktionen hat. Die blauen gepunkteten Verteilungen ergeben sich bei Anwendung der Korrelationsfunktionen auf experimentelle Daten.

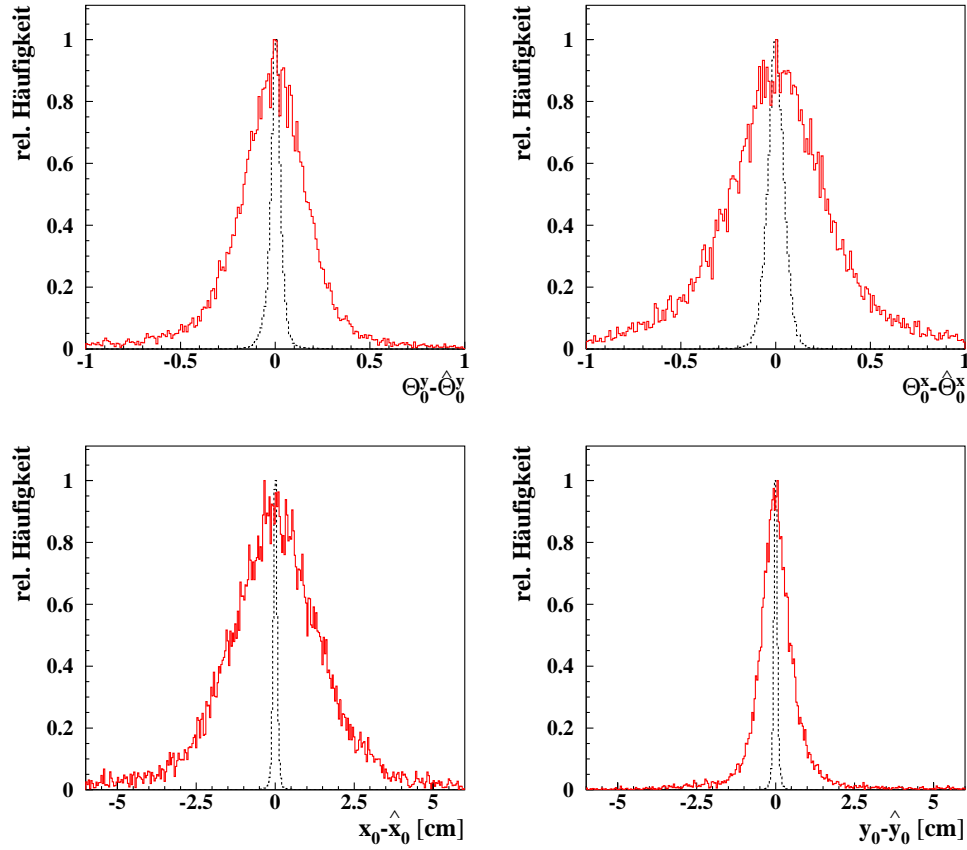


Abbildung 3.2: Differenzverteilungen zwischen den simulierten Positionen und Emissionswinkeln im Target und den, mit Hilfe der Korrelationsfunktionen rekonstruierten Observablen. Die schwarz gestrichelten Linien zeigen die Verteilung für Datensatz 1 (nur kontinuierlicher Energieverlust). Die roten durchgezogenen Linien zeigen die Verteilung für den Datensatz 2 (alle physikalischen Wechselwirkungen). Man kann wieder sehr deutlich den Einfluss der Kleinwinkelstreuung sehen. Ein Vergleich zu experimentellen Daten ist in diesem Fall nicht möglich.

3.1.3 Akzeptanzkorrektur

Im Gegensatz zu den in den letzten beiden Unterkapiteln besprochenen Simulationsrechnungen werden bei den Simulationsrechnungen zur Akzeptanzkorrektur sämtliche relevanten Wechselwirkungen, wie Kleinwinkelstreuung, hadronische Wechselwirkungen und Zerfall berücksichtigt. Hierbei werden Teilchen gleichverteilt im Impuls und im Raumwinkel generiert und ihre Spuren durch das Spektrometer verfolgt. Die so für alle untersuchten Teilchensorten und Magnetfeldeinstellungen erzeugten Datensätze werden anschließend mit der gleichen Analyse analysiert, die auch für die experimentellen Daten benutzt wird. Hierdurch wird gewährleistet, dass gleichzeitig zur Akzeptanz auch durch die Analyse verursachte Verluste korrigiert werden. Ein Vergleich der so

entstandenen Impulsspektren mit den aus der Simulation bekannten Impulsverteilungen der Teilchen bei ihrer Erzeugung ergibt die impuls- und raumwinkelabhängigen Korrekturfaktoren, die einerseits durch Verluste durch Zerfall und andererseits durch die eingeschränkte geometrische Akzeptanz des Spektrometers verursacht werden. Siehe hierzu auch Abschnitt 3.5.3

3.2 Detektoreichung

Die Eichung der Flugzeitdetektoren wird mit Experimentdatensätzen durchgeführt, die zum einen möglichst wenige Spuren pro Ereignis im Spektrometer und gleichzeitig möglichst nur eine Teilchensorte enthalten sollen. Zusätzlich wichtig ist, dass sie ohne einen selektiven Teilchentrigger aufgezeichnet worden sind. Diese Anforderungen werden nahezu ideal durch Messungen bei negativem Magnetfeld und geringer Strahlintensität erfüllt. Die geringe Strahlintensität gewährleistet, dass die Anzahl der Mehrfachereignisse im Target und somit die Anzahl der Einzelspuren im Spektrometer möglichst gering ist, da für die Eichung nur Ereignisse benutzt werden, die eine Treffermultiplizität von eins in den beiden Flugzeitdetektoren haben. Bei negativen Feldern sind praktisch nur Pionen in den Datensätzen enthalten, da sowohl die Zählrate der Kaonen, als auch die Zahl der gestreuten Protonen vernachlässigbar klein ist.

Auch für die Kalibrierung des Kleinwinkelhodoskops werden Datensätze mit möglichst geringer Intensität gebraucht, da für die Eichung nur Ereignisse benutzt werden, bei denen es nur eine Reaktion im aktiven Zeitfenster des Targethodoskops gab. Außerdem soll die Anzahl der Doppeltreffer pro Modul vernachlässigbar klein sein.

3.2.1 Flugzeitdetektoren

Energieeichung

Um den Messbereich des Energieverlustsignals zu vergrößern, besitzen die benutzten ADC's zwei verschiedene Bereiche zwischen denen sie je nach Größe des Eingangssignals umschalten können. Da diese beiden Bereiche nicht aufeinander abgeglichen sind, kommt es in der Energieverlustverteilung zu einer Lücke. Diese Lücke wird in der Analyse mit Hilfe eines additiven Offsets korrigiert, der für jedes einzelne Modul der verschiedenen Flugzeitdetektoren separat bestimmt wird. Auf diese Weise erhält man eine kontinuierliche Energieverlustverteilung.

Da die einzelnen Module der verschiedenen Flugzeitdetektoren durch verschiedene Einflüsse (z.B. Lichtausbeute des Szintillators, verschiedene Verstärkungen in den Photovervielfachern etc.) unterschiedliche Energieverlustsignale für die gleiche Teilchensorte haben, werden die Energieverlustsignale bei bekannter Teilchensorte durch multiplika-

tive Korrekturparameter auf den gleichen Wert korrigiert. Nach diesen beiden Schritten ist die Energieeichung der Flugzeitdetektoren abgeschlossen.

Zeiteichung

Der erste Schritt der Zeiteichung ist die Festlegung eines Referenzzeitpunktes gegenüber dem sämtliche Zeiten gemessen werden. Als Referenzzeitpunkt wird der Reaktionszeitpunkt gewählt, der durch die gemessenen Zeiten des Targethodoskops bestimmt ist. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, ist der Abstand aller Targethodoskopmodule zum Target nahezu gleich, so dass alle im Target emittierten Teilchen einer Reaktion zur selben Zeit die verschiedenen Module des Detektors treffen.

Die Zeitdifferenzen zwischen minimaler und maximaler Flugstrecke betragen bei gleicher Geschwindigkeit der Teilchen ungefähr 400 ps. Die Breite des Signals eines Moduls beträgt ca. 2 ns (FWHM), so dass die Zeitdifferenzen, die sich aus den unterschiedlichen Flugstrecken ergeben vernachlässigbar sind. Die individuellen Abweichungen der einzelnen Module von einem Referenzmodul werden aus diesem Grund durch additive Zeitoffsets korrigiert.

Die Zeiteichung des Start- und Stopptdetektors beruht auf der Kenntnis der Teilchenidentität der gemessenen Teilchen. Mit den bestimmten Impuls- und Flugstreckentabellen (siehe Abschnitt 3.1.1) und den gemessenen Flugzeitdifferenzen ist es nun möglich, für jede Detektorkombination aus Start- und Stopptdetektormodul eine Teilchenmasse zu berechnen. Durch additive Korrekturparameter werden die Zeiten der Start- und Stopptdetektormodule so abgeglichen, dass die gemessene Masse für alle Kombinationen der bekannten Teilchenmasse, in Fall der Eichmessungen handelt es sich um Pionen, entspricht.

3.2.2 Kleinwinkelhodoskop

Zeiteichung

Der erste Schritt der Zeiteichung ist ein Zeitabgleich der einzelnen Module untereinander, da koinzidente Signale in den Detektoren durch unterschiedliche Elektronik und unterschiedliche Signallaufzeiten in den Kabeln zu verschiedenen Zeiten von der Elektronik registriert werden.

Da im aktiven Zeitfenster des Kleinwinkelhodoskop nicht nur Spektatoren mit einer definierten Zeit bezüglich der im Targethodoskop gemessenen Reaktionszeit nachgewiesen werden, werden in diesem Schritt nur Treffer mit hohen Energieverlustsignalen berücksichtigt. Diese Treffer stammen von schweren Projektilfragmenten, die Strahlgeschwindigkeit besitzen und somit eine definierte Zeitlage zwischen Targethodoskop und Kleinwinkelhodoskop haben. Durch additive Zeitoffsets werden die einzelnen Module aufeinander abgeglichen.

Die zur Bestimmung der Zeit benutzten “Leading-Edge-Diskriminatoren” haben eine sehr gute Zeitauflösung, was jedoch durch den Nachteil erkauft wird, dass die Zeitmessung von der Amplitude des Signals abhängig ist. Diese Zeitabhängigkeit von der Signalamplitude muss entsprechend korrigiert werden. Die Signale der Photovervielfacherröhren haben eine von der Amplitude unabhängige Anstiegszeit, so dass das Maximum des Signals immer zur selben Zeit erreicht wird. Da zur Zeitmessung allerdings nicht dieses Maximum benutzt wird, sondern der Zeitpunkt an dem das Signal eine bestimmte Schwelle überschreitet, variiert die gemessene Zeit für zwei koinzidente Signale verschiedener Amplitude. Diese Differenz wird auch “Timewalk” genannt. Um genügend Zeit für die Generierung eines Triggersignals zu haben werden die Signale des Kleinwinkelhodoskops mit 96 m Kabel verzögert, was zu einer zusätzlichen Verbreiterung des Signal und somit zu einer Vergrößerung des Timewalks führt.

Für die Korrektur des Timewalks wird die Ladung Q in Kanälen des ladungsempfindlichen Analog-zu-Digital Konverters (QDC) als Funktion der Zeit in Kanälen des zeitdifferentiellen Analog-zu-Digital Konverters (TDC) mit der Funktion

$$\Delta t = C_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{Q}} + C_2 \cdot \sqrt{Q} + C_3 \cdot \frac{1}{Q} + C_4 \cdot Q + C_5 \quad (3.4)$$

für jedes Modul separat angepasst. Die Benutzung dieser empirisch bestimmten Funktion mit fünf Parametern führt im Vergleich zur bisher [Bri93][Shi98] benutzten Funktion

$$\Delta t = C_1 \cdot \frac{1}{\sqrt{Q}} + C_2 \cdot Q + C_3 \quad (3.5)$$

zu einer besseren Anpassung und zu einer ca. 10% besseren Zeitauflösung [For03b].

PM	Szintillatorgröße [cm ²]	Zeitauflösung [ps]
XP 2982	4 × 4	175 ± 46
XP 2262	8 × 8	205 ± 41
XP 2262	16 × 16	307 ± 66

Tabelle 3.2: Gemittelte Zeitauflösung (FWHM) der verschiedenen Module des Kleinwinkelhodoskops.

In Tabelle 3.2 sind die gemittelten Zeitaufösungen (FWHM) für die drei verschiedenen Detektorgrößen angegeben. Der Fehler ist die Varianz für die Streuung der Werte der einzelnen Module um diesen Mittelwert.

Aufgrund der bekannten Strahlgeschwindigkeit der Spektatoren und der bekannten Flugstrecke zwischen Target- und Kleinwinkelhodoskop von 684 cm können die Zeitdifferenzen zwischen Startzeit im Targethodoskop und Stoppzeit im Kleinwinkelhodoskop absolut geeicht werden. Abhängig von der Strahlenergie beträgt die

Flugzeit zwischen Target- und Kleinwinkelhodoskop zwischen 26 ns (1.1 AGeV) und 24 ns (1.93 AGeV).

Energieeichung

Der Energieverlust von Teilchen in Materie kann mit der Näherungsformel von Bethe und Bloch [Fra86] beschrieben werden. Diese hat die Form

$$-\frac{dE}{dx} = Z^2 \cdot f(\beta) \quad , \quad (3.6)$$

wobei Z die Ladung der Teilchen und $f(\beta)$ eine materialabhängige Funktion der Teilchengeschwindigkeit ist. Da die Geschwindigkeit der nachgewiesenen Spektatoren nahezu die gleiche ist, ist der Energieverlust der Teilchen in den Szintillatoren hauptsächlich durch die Ladung der Teilchen gegeben.

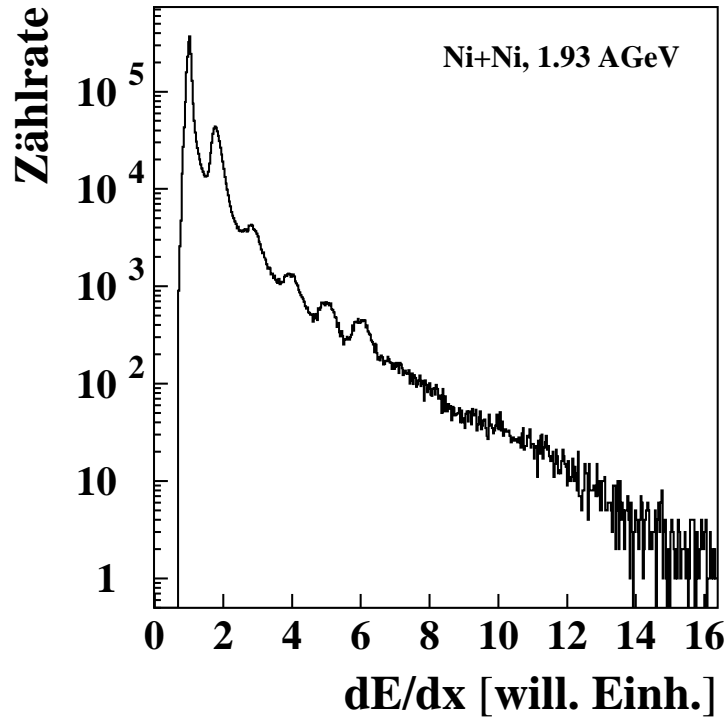


Abbildung 3.3: Energieverlustspektren des Kleinwinkelhodoskops bei Ni+Ni-Reaktionen mit $E_{proj} = 1.93$ AGeV nach der Energieeichung am Beispiel eines kleinen Moduls. Zu erkennen sind die Maxima, die sich den einzelnen Ladungen Z der Teilchen zuordnen lassen. Eine Auflösung ist ungefähr bis $Z=6$ möglich.

Bei der Auftragung der Zählrate eines Moduls als Funktion des Energieverlustes sind Maxima zu erkennen, die einzelnen Ladungen Z zugeordnet werden können. Dies ist in Abbildung 3.3 am Beispiel eines schon geeichten Moduls der Größe $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$ zu sehen.

Aufgrund von Unterschieden in der Signalverstärkung und der Elektronik ist die Position dieser Maxima von Modul zu Modul verschieden. Zusätzlich sind die Abstände der Maxima aufgrund von Sättigungseffekten der Photovervielfacher nicht genau proportional zu Z^2 . Die Positionen der Maxima werden für die einzelnen Module aus diesem Grund mit der Funktion

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{A_1}{Z} + A_2 \cdot Z + A_3 \quad (3.7)$$

angepasst und so korrigiert, wie dies in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Die Lage der ersten 6 Maxima wird dabei einzeln bestimmt, für höhere Ladungen werden äquidistante Abstände angenommen.

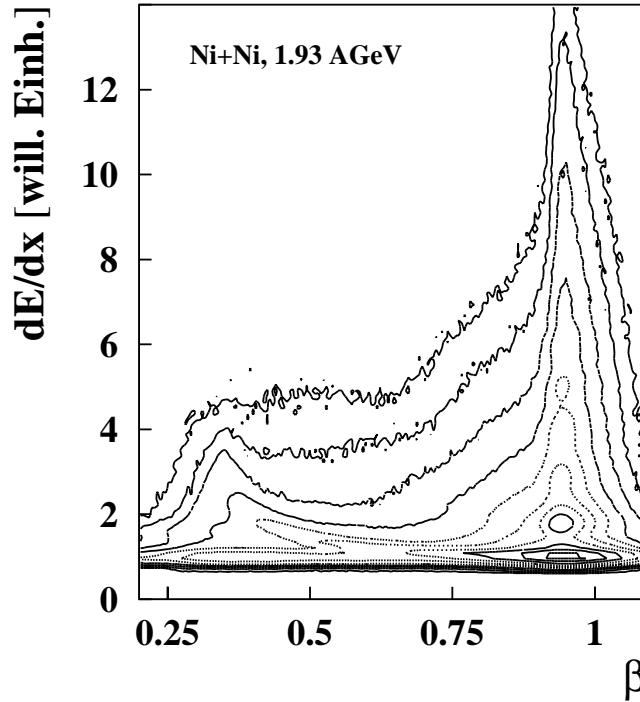


Abbildung 3.4: Teilchenzählrate im Kleinwinkelhodoskop als Funktion des Energieverlustes dE/dx und ihrer Geschwindigkeit β . Die verschiedenen Häufungen bei $\beta \approx 0.95$ entsprechen den verschiedenen Ladungen der gemessenen Teilchen. Die Strahlgeschwindigkeit für 1.93 AGeV beträgt 0.945 c. Die Häufung in diesem Bereich stammt von Spektatoren. Die Einträge bei kleineren Werten von β stammen entweder von Partizipanten oder von neu produzierten Teilchen.

Die Abbildung 3.4 zeigt die Energieverluste der Teilchen als Funktion ihrer Geschwindigkeit β , wobei die Energie- und Zeitsignale auf Nichtlinearitäten, bzw. den Timewalk korrigiert wurden. Die starke Anhäufung von Einträgen bis zu großen Energieverlusten dE/dx bei $\beta \approx 0.95$ gehört zu den Spektatoren, die zur Bestimmung der Reaktionsebene benutzt werden. Die Einträge bei kleinerem β gehören zu Partizipanten, da die Teilchen nicht mehr die ursprüngliche Strahlgeschwindigkeit besitzen, oder aber zu neu produzierten Teilchen, die in die Akzeptanz des Kleinwinkelhodoskops emittiert werden.

3.2.3 Vieldrahtproportionalkammern

Bei den Vieldrahtproportionalkammern müssen die aufgrund von Teilchendurchtritt generierten Signale von Untergrundsignalen unterschieden werden, damit die Vieldeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion (siehe Abschnitt 3.4.1) möglichst gering sind. Zum anderen müssen aus den danach verbleibenden Signalen die Durchstoßorte der Teilchenbahnen durch die Vieldrahtproportionalkammern bestimmt werden.

Hierzu werden benachbarte Kanäle, deren Signalamplitude größer als Null ist, zu Clustern zusammengefasst. Für diese Cluster wird dann die Fußbreite und durch Addition der Amplituden die Fläche bestimmt. Aufgrund des Verhältnisses aus Fläche und Breite des Clusters können dann die Untergrundsignale eliminiert werden. Ein Untergrundereignis ist durch seine große Breite bei gleichzeitig kleinen Signalamplituden gekennzeichnet. Ein durch Teilchendurchtritt erzeugtes Signal hat dahingegen eine geringe Breite bei gleichzeitig großer Fläche. Für eine Eichmessung bei geringer Strahlintensität werden für alle gefundenen Cluster diese Verhältnisse aufgetragen. Anhand dieser Auftragung werden dann separat für die x- und y-Kathoden aller drei Vieldrahtproportionalkammern die Auswahlparameter bestimmt.

Für die verbleibenden Signale werden nun mittels Schwerpunktsbildung der Ladungsverteilungen die Durchstoßorte der Teilchenbahnen durch die Vieldrahtproportionalkammern bestimmt. Die Routinen sind in [Sar91] näher beschrieben und im Rahmen dieser Arbeit wurde auch die Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern zu $500\ \mu\text{m}$ bestimmt.

Eine Zuordnung der x- und y-Koordinaten ist zu diesem Zeitpunkt aufgrund von Mehrdeutigkeiten nicht möglich und wird erst im Rahmen der Spurrekonstruktion durchgeführt (siehe hierzu Abschnitt 3.4.1).

3.3 Bestimmung des Reaktionszeitpunktes

Der Reaktionszeitpunkt wird durch Mittelwertbildung der Zeiten aller getroffenen Module des Targethodoskops bestimmt. Die Multiplizität der getroffenen Module ist dabei

ein Maß für die Zentralität des Stoßes, aus der man mit Hilfe eines geometrischen Modells den Stoßparameter b bestimmen kann (siehe Abschnitt 4.6).

Wie in der Arbeit von C.Sturm [Stu01] gezeigt wurde, steigt mit der Strahlintensität die Wahrscheinlichkeit, dass innerhalb des aktiven Zeitfensters des Targethodoskops von 200 ns mehrere Reaktionen im Target stattfinden. Diese erzeugen dann zu unterschiedlichen Zeiten Signale in den Modulen des Targethodoskops. Eine Mittelung der Zeiten führt somit zu einer falschen Reaktionszeit und auch die gemessene Multiplizität ist zu groß. In [Stu01] wurde deshalb ein Verfahren entwickelt, das solche Mehrfachereignisse in den Zeitspektren erkennt und die zusammen gehörenden Zeitsignale der einzelnen Module zu so genannten Zeitclustern zusammenfügt. Die Anwendung dieses Verfahrens, das zur Bestimmung des Reaktionszeitpunktes entwickelt wurde, führt aber aufgrund des verwendeten starren Zeitfensters, zu einem Fehler in der Bestimmung der Treffermultiplizität im Targethodoskop. Aus diesem Grund wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Verfahren entwickelt, das auf einem variablen Zeitfenster basiert.

Die Grundidee des alten wie auch des neuen Verfahrens ist die Tatsache, dass sich in den Zeitspektren des Targethodoskops Anhäufungen von Signalen finden, deren Zeitabstände innerhalb eines solchen Clusters sehr viel kleiner sind, als die Zeitabstände der Cluster untereinander

$$\Delta t_i^{Cluster} \ll \Delta t_{Cluster_k - Cluster_l} \quad . \quad (3.8)$$

In [Stu01] wurde die zeitliche Breite eines Clusters zu ca. 2 ns bestimmt. Ausgehend vom zeitlich frühesten Signal eines Moduls wurden nun alle weiteren Signale, die in einem fixen Zeitintervall von 4 ns liegen, zu diesem Cluster hinzugefügt. Dieses Verfahren wurde dann mit dem zeitlich nächsten Signal fortgeführt, welches nicht mehr zu dem ersten Cluster gehört. Dies führt zur Unterteilung des 200 ns breiten Zeitfensters des Targethodoskops in ein oder mehrere Zeitintervalle mit jeweils 4 ns Breite.

Ein Nachteil dieser Methode ist, dass sie bei der Bestimmung der Treffermultiplizität zu falschen Ergebnisse führen kann, da zu den definierten Clustern zusätzliche Untergrundsignale im Zeitfenster des Targethodoskops auftreten. Untergrundsignale können so den Start eines neuen Clusters simulieren, was zum Zerteilen des richtigen Clusters führen kann, falls ein solches Untergrundsignal ca. 4 ns vor dem eigentlichen Cluster liegt. Dies führt zwar aufgrund der Mittelwertbildung weiterhin zu einer nahezu richtigen Reaktionszeit, aber die Größe der so bestimmten Clusters ist systematisch zu klein.

Bei der in dieser Arbeit benutzen Methode werden, wieder ausgehend vom zeitlich frühesten Signal, alle Signale zu einem Cluster hinzugefügt, deren Zeitabstand zum vorhergehenden Signal kleiner als $\Delta t = 0.8$ ns sind. Diese Zeitdifferenz ist groß gegenüber dem zeitlichen Abstand zweier Signale die zu dem selben Cluster gehören, aber klein gegenüber dem zeitlichen Abstand zweier Cluster. Die Reaktionszeit, die zu

einem Cluster gehört, wird wieder durch Mittelung aller Zeiten und die Multiplizität des Clusters durch Summation aller Einträge des Clusters bestimmt. Die Zuordnung des richtigen Clusters zu einer Spur wird in Abschnitt 3.4.1 beschrieben.

Für Daten, die mit dem Reaktionstrigger aufgenommen wurden, wird das zeitlich früheste Cluster benutzt, das eine Multiplizität größer als zwei hat. Dies ist genau die Triggerbedingung, die verlangt, dass mehr als zwei Module des Targethodoskops koinzident angesprochen haben.

3.4 Teilchenidentifikation

Die Teilchenidentifikation beruht auf der Bestimmung des Masse pro Ladung-Verhältnisses M/Z der Teilchen. Hierzu wird der Teilchenimpuls pro Ladung p/Z aus der Information der getroffenen Start- und Stoppdetektoren bestimmt. Die Geschwindigkeit der Teilchen ergibt sich aus der Flugzeitdifferenz Δt zwischen dem Start- und dem Stoppdetektor und der, mit Hilfe der Simulation bestimmten, Streckenlänge Δl zwischen diesen. Mit der Beziehung

$$\left(\frac{M}{Z}\right)^2 = \left(\frac{p \cdot c}{Z}\right)^2 \left(\left(\frac{\Delta t \cdot c}{\Delta l}\right)^2 - 1 \right) \quad (3.9)$$

ergibt sich das Verhältnis $(M/Z)^2$.

Dieses ist in Abbildung 3.5 für positiv geladene Teilchen (links) und negativ geladene Teilchen (rechts) bei einer Magnetfeldeinstellung von $B_{Dipol} = 0.9$ T und einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 40^\circ$ dargestellt. Von oben nach unten sind die verschiedenen Strahlenergien gezeigt.

Es lässt sich trotz Einsatzes des “Kaonentriggers” neben den klar erkennbaren Pionen, Protonen und schwereren Fragmenten nur bei hohen Strahlenergien $E_{proj} > 1.5$ AGeV eine Anhäufung im Bereich der Kaonenmasse erkennen.

Die vielen Einträge in den Massenspektren, die sich keiner Teilchensorte zuordnen lassen, rühren von Ereignissen her, bei denen Flugzeit und Impuls nicht zusammenpassen. Diese im weiteren als Untergrund bezeichneten Ereignisse haben zwei Hauptgründe und werden durch die im folgenden besprochene Spurrekonstruktion fälschlicherweise zu Spuren zusammengesetzt. Erstens können die Signale im Start- und Stoppdetektor von zwei verschiedenen Teilchen herrühren, die eine “gute” Flugzeit ergeben, so dass dieses Ereignis nicht durch den Kaonentrigger verworfen wird. Der aus den getroffenen Streifen des Start- und Stoppdetektors berechnete Impuls führt mit der “guten” Flugzeit zu einer “falschen” Masse. Die zweite Hauptursache für solchen Untergrund kommt von gestreuten Teilchen, die vom Kaonentrigger nicht verworfen werden.

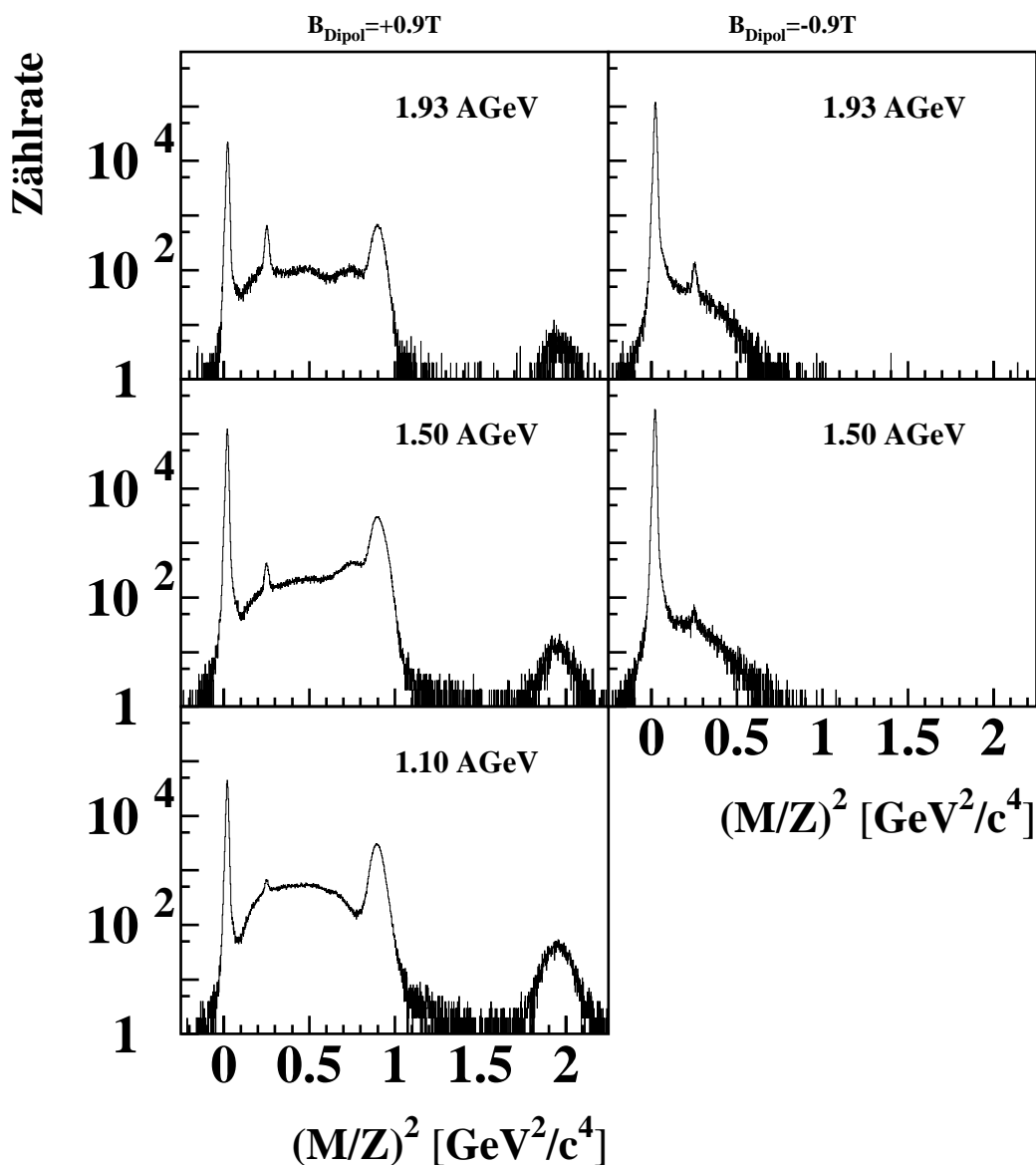


Abbildung 3.5: Häufigkeitsverteilung der berechneten Massen bei einem Laborwinkel von $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ \pm 4^\circ$ und aktiviertem “Kaonentrigger”. Auf der linken Seite sind von oben nach unten die Massenspektren für Strahlenergien von 1.93 AGeV, 1.5 AGeV und 1.1 AGeV gezeigt. Die Spektren wurden bei einer Magnetfeldeinstellung von $B_{\text{Dipol}} = +0.9\text{ T}$ gemessen. Zu erkennen sind die Pionen, Protonen und schwerere Fragmente. Bei den höheren Energien können auch die Kaonen deutlich erkannt werden. Auf der rechten Seite sind die entsprechenden Massenspektren gezeigt, die für eine Magnetfeldeinstellung von $B_{\text{Dipol}} = -0.9\text{ T}$ gemessen wurden.

In beiden Fällen stellen die Impulse und Flugzeiten keine Eigenschaften von Teilchen dar, die ungestört das Spektrometer durchlaufen haben.

Bevor allerdings diese Massen berechnet werden können, müssen die Informationen der einzelnen Detektoren zu einem Gesamtereignis zusammengefügt werden, worauf im folgenden eingegangen wird. Die nach diesem Schritt vorliegenden Daten besitzen noch einen großen Anteil an Untergrundereignissen, die mit Hilfe von Auswahlkriterien reduziert werden können, was in Abschnitt 3.4.2 beschrieben ist. Im Abschnitt 3.4.3 wird abschließend beschrieben wie die Teilchenzählraten bestimmt werden.

3.4.1 Spurrekonstruktion

Bis zu diesem Zeitpunkt der Analyse sind die Informationen immer noch den einzelnen Detektoren zugeordnet und werden nun zu einem Gesamtereignis zusammengesetzt. Hierzu werden die in Abschnitt 3.1.2 beschriebenen Korrelationsfunktionen benutzt, die Informationen eines Detektors mit den Informationen anderer Detektoren verknüpfen.

Positionierung der Drahtkammern

Als Koordinatensystem zur Bestimmung der Spurrekonstruktionsfunktionen dient das in GEANT definierte Koordinatensystem, welches auch mit dem experimentellen übereinstimmt. Dieses hat seinen Ursprung im Targetpunkt. Die z-Komponente zeigt in Strahlrichtung, die x-Komponente ist in der horizontalen senkrecht zur z-Komponente und die y-Komponente steht senkrecht auf der durch x und z aufgespannten Ebene.

Die Positionen der Kammerrahmen der Vieldrahtproportionalkammern in diesem Koordinatensystem sind mit einer Genauigkeit von 1 mm [Sch03b] bekannt. Die für das Experiment entscheidende Position ist aber nicht die Position der Kammerrahmen sondern die Position der Nachweisebene innerhalb einer Kammer, die mit den Positionen in der Simulation übereinstimmen muss, da es sonst zu systematischen Fehlern bei der Anwendung der Korrelationsfunktionen kommt.

Aufgrund der “Sandwich”-Bauweise der Kammern ist es aber nicht möglich die Positionen der Nachweisebenen bezüglich des Kammerrahmens mit derselben Genauigkeit zu bestimmen. Aus diesem Grund wird die Feinpositionierung der Kammern mit Hilfe von Experimentdaten durchgeführt. Als Datensatz dienen negativ geladene Pionen in einem Impulsbereich $\Delta p = 0.267 - 0.507$ GeV/c, der nahezu untergrundfreie Pionen enthält und hauptsächlich aus Ereignissen mit einzelnen Spuren besteht.

Die Korrekturparameter werden mit Hilfe der Spurrekonstruktionsfunktionen bestimmt. Zur Positionierung der ersten Drahtkammer wird der direkt dahinter positionierte Startdetektor benutzt. Durch Minimierung der Differenz aus gemessener und mit Korrekturparameter berechneter Startdetektornummer

$$\left(\hat{N}_{Start}(x_1 + s_{x_1}) - N_{Start} \right) \quad (3.10)$$

wird die horizontale Korrektur s_{x_1} bestimmt.

Da es keine Korrelationsfunktion gibt, die nur Informationen einer der beiden Vieldrahtkammern hinter dem Dipol enthält, müssen beide Korrekturparameter simultan bestimmt werden. Aus diesem Grund werden zur Bestimmung dieser Verschiebungen die Korrelationsfunktion zur Berechnung des getroffenen Stoppdetektormoduls und als zweites die Funktion zur Bestimmung der x-Koordinate in der ersten Vieldrahtproportionalkammer benutzt, wobei die schon korrigierte x-Koordinate der ersten Vieldrahtproportionalkammer benutzt wird. Durch gleichzeitiges Minimieren beider Verteilungen

$$\left(\begin{array}{c} \hat{N}_{Stopp}(x_2 + s_{x_2}, x_3 + s_{x_3}) - N_{Stopp} \\ \hat{x}_1(x_2 + s_{x_2}, x_3 + s_{x_3}) - x_1 \end{array} \right) \quad (3.11)$$

werden die Korrekturparameter s_{x_2} und s_{x_3} bestimmt.

Zur Bestimmung der vertikalen Korrekturparameter werden die Korrelationsfunktionen \hat{y}_1 , \hat{y}_2 und \hat{y}_3 benutzt, die zur Bestimmung der y-Position in einer Drahtkammer aus den x-Positionen aller drei Drahtkammern und den y-Positionen der beiden anderen Drahtkammern benutzt werden. Hierbei werden die schon korrigierten x-Koordinaten benutzt. Gleichzeitiges Minimieren aller drei Funktionen

$$\left(\begin{array}{c} \hat{y}_1(x_1, x_2, x_3, y_2 + s_{y_2}, y_3 + s_{y_3}) - y_1 \\ \hat{y}_2(x_1, x_2, x_3, y_1 + s_{y_1}, y_3 + s_{y_3}) - y_2 \\ \hat{y}_3(x_1, x_2, x_3, y_1 + s_{y_1}, y_2 + s_{y_2}) - y_3 \end{array} \right) \quad (3.12)$$

ergibt die vertikalen Korrekturparameter s_{y_1} , s_{y_2} und s_{y_3} .

Die für diese Arbeit bestimmten Werte der Korrekturparameter sind in Tabelle 3.3 angegeben.

Parameter	Korrektur [mm]
s_{x_1}	0.9
s_{x_2}	3.0
s_{x_3}	4.0
s_{y_1}	0.0
s_{y_2}	-1.0
s_{y_3}	1.0

Tabelle 3.3: Korrekturparameter für die Kammerpositionierung

Spurkandidaten

Das Verknüpfen der Informationen verschiedener Detektoren zu einer möglichen Teilchenspur, im folgenden Spurkandidat genannt, erfolgt zuerst mit den horizontalen Koordinaten der drei Vieldrahtproportionalkammern. Um die Anzahl aller möglichen Kombinationen der drei x-Koordinaten (x_1, x_2, x_3) möglichst gering zu halten, wird hierzu die Korrelationsfunktion benutzt, die aus den beiden Positionen x_2 und x_3 hinter dem Dipol die Position $\hat{x}_1(x_2, x_3)$ in der Drahtkammer vor dem Dipol berechnet. Dies reduziert die Anzahl der möglichen Kombinationen, da die Treffermultiplizität hinter dem Dipol kleiner ist, als die vor dem Dipol.

Alle berechneten Positionen \hat{x}_1 werden nun mit den in der ersten Drahtkammer gemessenen Positionen verglichen und bei Erfüllung der Mindestanforderung

$$|\hat{x}_1 - x_1| \leq b_{x_1} \quad (3.13)$$

als Spurkandidat akzeptiert, wobei b_{x_1} in etwa die 15-fache Standardabweichung der Verteilung $(\hat{x}_1 - x_1)$ ist. Die Kombination (x_1^i, x_2^i, x_3^i) mit der kleinsten Differenz $(\hat{x}_1 - x_1)$, die zusätzlich auch die Bedingung 3.13 erfüllt, wird als erster Spurkandidat ausgewählt und die drei x-Koordinaten aus der Menge der zur Verfügung stehenden x-Koordinaten entfernt. Diese Prozedur wird so lange fortgeführt, bis entweder in mindestens einem Detektor keine weitere x-Koordinate mehr vorhanden ist, oder keine der Kombinationen (x_1^j, x_2^j, x_3^j) mehr die Bedingung 3.13 erfüllt.

Im nächsten Schritt werden den Spurkandidaten die Informationen der getroffenen Start- und Stopptektormodule hinzugefügt. Die Funktion zur Berechnung des getroffenen Startdetektormoduls \hat{N}_{Start} ist eine Funktion der x-Koordinate in der ersten Drahtkammer. \hat{N}_{Stopp} ist eine Funktion der x-Koordinaten der beiden Drahtkammern hinter dem Dipol. Die Zuordnung erfolgt über die beiden Bedingungen

$$|\hat{N}_{Start} - N_{Start}| \leq b_{Start} \quad (3.14)$$

und

$$|\hat{N}_{Stopp} - N_{Stopp}| \leq b_{Stopp} \quad , \quad (3.15)$$

wobei $b_{Start, Stopp}$ so gewählt sind, dass die in Abbildung 3.1 gezeigten Verteilungen scharf geschnitten werden. Den Spurkandidaten werden die Zeit- und Energieverlustinformationen der auf diese Weise bestimmten Module hinzugefügt.

Zur Zuordnung der y-Koordinaten wird eine Funktion benutzt, die aus den mittels Bedingung 3.13 bestimmten x-Koordinaten und den y-Koordinaten der beiden Drahtkammern hinter dem Dipol die y-Position in der Drahtkammer vor dem Dipol bestimmt. Anhand von

$$\hat{y}_1(x_1, x_2, x_3, y_2, y_3) - y_1 \quad (3.16)$$

wird das beste zu den x-Koordinaten passende Tripel (y_1, y_2, y_3) ausgewählt und dem Spurkandidaten hinzugefügt. Da die Teilchenbahnen durch die Eigenschaften des Quadrupolmagneten hinter dem Dipolmagneten auf ein schmales vertikales Band abgebildet werden, wodurch eine höhere Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer in den y-Kanälen der Drahtkammern entsteht, können die gleichen y-Koordinaten mehreren Spurkandidaten zugeordnet werden.

Als letztes werden den Spurkandidaten noch die Zeit und die Treffermultiplizität des Targethodoskops hinzugefügt. Hierzu wird für jeden Spurkandidaten aus der zur Spur gehörenden Zeitinformation des Start- (**D**) und Stoppdetektors (**F**) und der bekannten Spurlänge zwischen diesen eine Geschwindigkeit β_{DF} berechnet. Diese wird dann mit allen möglichen Geschwindigkeiten β_{T_iD} zwischen Zeitclustern im Targetdetektor (**T_i**) und den Zeiten des Startdetektors verglichen. Die Bedingung zur Auswahl ist

$$\left| \frac{\frac{1}{\beta_{T_iD}} - \frac{1}{\beta_{DF}}}{\frac{1}{\beta_{DF}}} \right| \leq b_\beta \quad (3.17)$$

mit b_β als 12-fache Standardabweichung der Verteilung. Falls mehr als ein Cluster in diesem Fenster liegt, was je nach Strahlintensität in ca. 1-2% der Ereignisse passiert, wird den Spurkandidaten keine Clusterinformation zugeordnet. Dieser Verlust wird in der späteren Analyse korrigiert.

3.4.2 Einstellen der Auswahlkriterien

Wie in Abbildung 3.5 zu sehen, befindet sich im Bereich der Kaonenmasse abhängig von der Ladung der Teilchen, der Strahlenergie und, in der Abbildung nicht gezeigt, dem Laborwinkel noch ein erheblicher Anteil an Untergrund. Um diesen zu reduzieren, werden zwei verschiedene Arten von Auswahlkriterien, im folgenden als Schnitte bezeichnet, angewendet. Bei beiden handelt es sich um Verschärfungen der Bedingungen zur Spurrekonstruktion.

Die erste Art beruht auf dem Vergleich von rekonstruierten Positionen und den gemessenen Positionen in den Vieldrahtproportionalkammern. Im Gegensatz zu diesen geometrischen Schnitten beruht die zweite Art auf dem Vergleich der im Experiment doppelt gemessenen inversen Geschwindigkeit $1/\beta$ und wird im folgenden als Flugzeitschnitt bezeichnet. Auf die Anwendung weiterer Schnitte konnte auf Grund des sehr guten Signal/Untergrund-Verhältnisses nach Anwendung dieser Schnitte verzichtet werden.

Da bei großen Winkeln der Anteil an gestreuten Teilchen stark nachlässt, ergibt sich bei einer Strahlenergie von $E_{proj} = 1.93$ AGeV und einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 60^\circ$ schon ohne Anwendung von Auswahlkriterien ein sehr gutes Signal/Untergrund-Verhältnis für Kaonen. Deshalb wird die Bestimmung der Schnitte für die verschiedenen Magnetfeldeinstellungen mit Kaonen bei diesen Messungen vorgenommen. Die bei diesen Einstellungen bestimmten Schnitte werden dann auch für alle anderen Winkel übernommen. Dies gilt auch für die Einstellungen zur Messung von K^- und auch für die Messungen bei niedrigeren Strahlenergien. Die Schnitte werden an die entsprechenden Verteilungen (siehe unten) in einem iterativen Verfahren angepasst, dass nach nur einigen Iterationen konvergiert. Im folgenden wird etwas genauer auf die verschiedenen Arten der Auswahlkriterien eingegangen.

Die geometrischen Schnitte

Wie oben beschrieben handelt es sich bei den geometrischen Schnitten um eine Verschärfung der Auswahlkriterien zur Spurrekonstruktion. Somit stehen als Kandidaten für diese Schnitte prinzipiell die vertikalen und horizontalen Positionen in den drei Violdrahtproportionalkammern zur Verfügung. Die Auswahl wird dabei in der Verteilung der Differenz von rekonstruierter und gemessener Position getroffen. In der Analyse werden Schnitte auf die horizontale Position in der ersten

$$|x_1 - \hat{x}_1| < n \cdot \sigma_{x_1} \quad (3.18)$$

und Schnitte auf die vertikale Position in der dritten Violdrahtproportionalkammer benutzt

$$|y_3 - \hat{y}_3| < n \cdot \sigma_{y_3} \quad . \quad (3.19)$$

Hierbei ist σ die Standardabweichung der jeweiligen Verteilung und n die “Schnittschärfe” in Einheiten von σ .

Die entsprechenden Schnitte werden separat für alle Magnetfeldeinstellungen von $B_{Dipol} = 0.6$ T, 0.9 T und 1.4 T bestimmt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden bei allen drei Strahlenergien von $E_{proj}=1.1$ AGeV, 1.5 AGeV und 1.93 AGeV und allen drei Magnetfeldeinstellungen von $B_{Dipol}=0.6$ T, 0.9 T und 1.4 T aus Konsistenzgründen die selben Schnitte mit einer Schnittschärfe von 3σ für den Schnitt in x_1 und 5σ für den Schnitt in y_3 verwendet.

Die Wirkung der einzelnen Schnitte und der Kombination der beiden Schnitte ist in Abbildung 3.6 am Beispiel der Einstellung $E_{proj} = 1.1$ AGeV, $B_{Dipol} = 0.9$ T und $\Theta_{lab} = 40^\circ$ zu sehen.

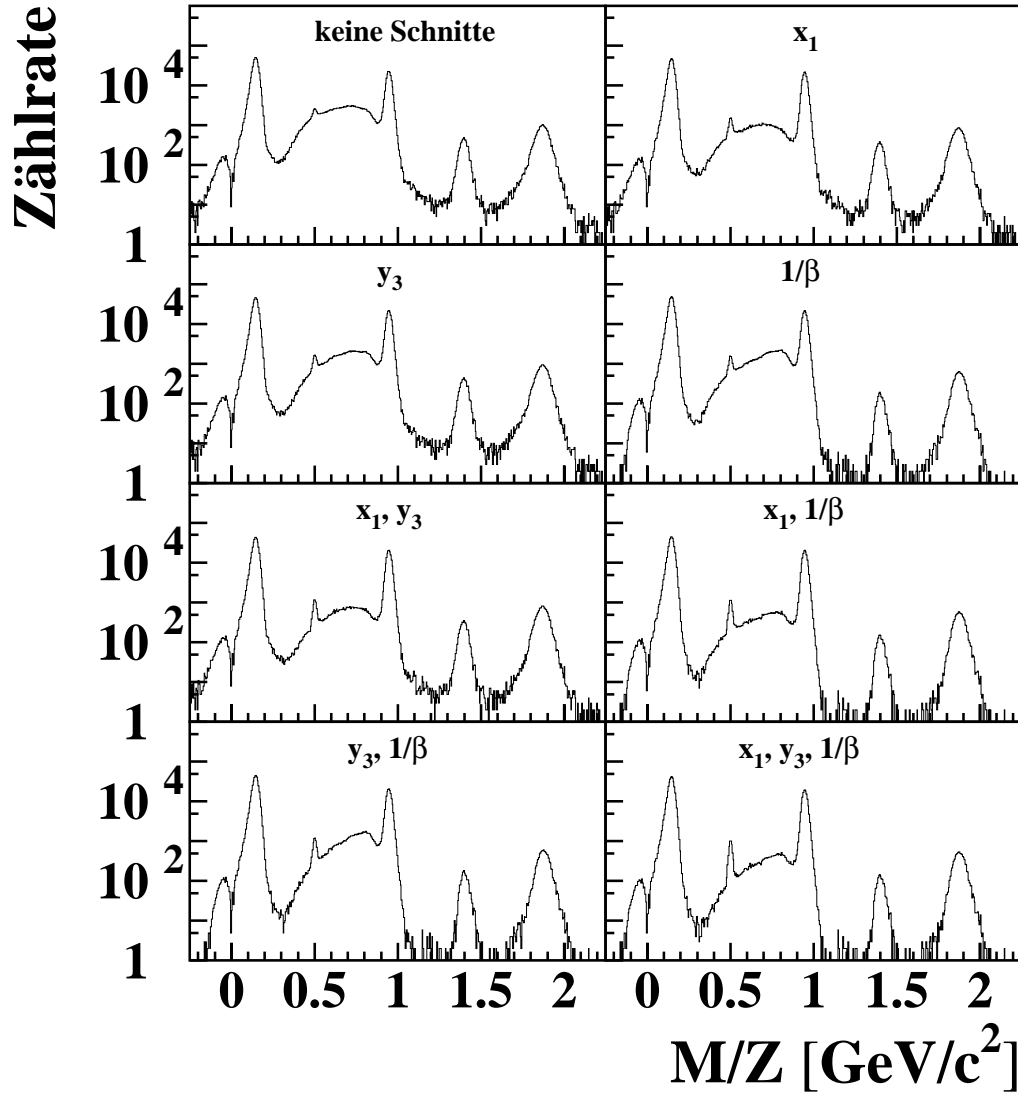


Abbildung 3.6: Wirkung der Schnitte. Abgebildet sind Massenverteilungen, die bei $E_{proj} = 1.1 \text{ AGeV}$, $\Theta_{lab} = 40^\circ$ und $B_{Dipol} = 0.9 \text{ T}$ aufgenommen wurden. Die jeweiligen Kombinationen der Schnitte sind angegeben. Die Schnitschärfe beträgt bei x_1 und $\frac{1}{\beta}$ jeweils $\pm 3\sigma$, bei y_3 $\pm 5\sigma$.

Der Flugzeitschnitt

Durch die im Experiment durchgeführte doppelte Flugzeitmessung wird die Anwendung eines weiteren, sehr effektiven Schnittes möglich, dem Vergleich der inversen Geschwindigkeiten

$$\left| \frac{1/\beta_{DF} - 1/\beta_{TF}}{1/\beta_{DF}} \right| < n \cdot \sigma_{1/\beta} \quad . \quad (3.20)$$

Wie bei den geometrischen Schnitten ist auch hier n die Schnittschärfe und σ die Varianz der Verteilung.

Die inverse Geschwindigkeit $1/\beta$ berechnet sich aus der gemessenen Flugzeit Δt zwischen Targethodoskop (T), bzw. Startdetektor (D) und dem Stoppdetektor (F) und den Flugstrecken zwischen den einzelnen Detektormodulen Δl zu

$$\frac{1}{\beta} = \frac{\Delta t \cdot c}{\Delta l} \quad . \quad (3.21)$$

Die Bestimmung der Varianz erfolgt, wie auch bei den geometrischen Schnitten mit Experimentdaten. Für alle in dieser Arbeit ausgewerteten Datensätze wurde konsistent eine Schnittschärfe von 3σ verwendet.

Die Wirkung dieses Schnittes einzeln und seiner Kombinationen mit den geometrischen Schnitten ist in Abbildung 3.6 zu sehen. Da im Bereich der Pionen- und Protonenmasse der Untergrund zu vernachlässigen ist, kann für diese Teilchen auf die Anwendung von Schnitten verzichtet werden.

3.4.3 Bestimmung der Kaonenzählrate

Trotz Anwendung der im vorigen Abschnitt erläuterten Schnitte bleibt im Bereich der Kaonenmasse je nach Einstellung (E_{proj} , Θ_{lab} , B_{Dipol}) ein Restuntergrund übrig, so dass die Kaonenzählrate oberhalb dieses Untergrundes bestimmt werden muss.

Für die impulsabhängige Auswertung wird der gemessene Impulsbereich jeweils in Intervalle von $\Delta p_{lab} = 50$ MeV/c für Kaonen und $\Delta p_{lab} = 20$ MeV/c für Pionen und Protonen unterteilt. Dies ist exemplarisch für eine Kaonenmessung bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV, $\Theta_{lab} = 40^\circ$ und $B_{Dipol} = 0.9$ T in Abbildung 3.7 gezeigt. Um die Kaonenzählrate bestimmen zu können, wird der Beitrag des Untergrundes im Massenbereich der Kaonen durch Interpolation bestimmt. Dies geschieht durch Anpassung eines Polynoms vierten Grades, dass die Form des Untergrundes gut beschreibt, an die Untergrundverteilungen zu beiden Seiten des Kaonenmassenbereiches. Danach wird oberhalb der so angepassten Untergrundfunktion eine Gaußfunktion an den Kaonenmassenbereich angepasst. Zur Stabilisierung des Verfahrens wird nun das Massenspektrum simultan mit einem Untergrundpolynom vierten Grades und einer Gaußfunktion angepasst. Abbildung 3.7 zeigt die Massenverteilungen im Bereich der Kaonenmasse, die angepassten Funktionen und nochmals separat die Untergrundfunktion.

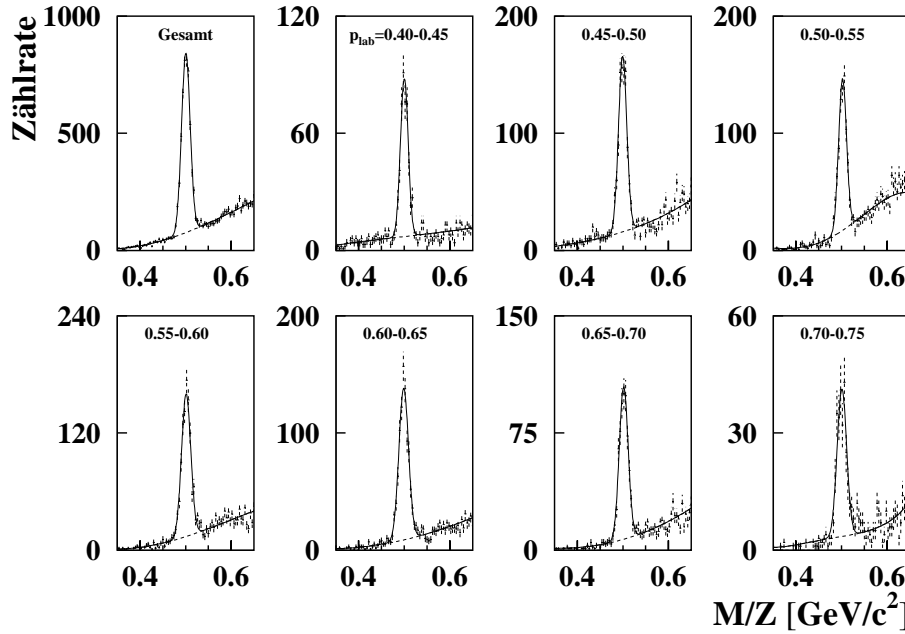


Abbildung 3.7: Kaonenmassenverteilungen für 50 MeV/c breite Impulsintervalle des Impulsbereichs $\Delta p = 0.40 - 0.76$ GeV/c ($B_{Dipol} = 0.9$ T) bei einer Strahlenergie von $E_{proj} = 1.1$ AGeV. Die entsprechenden Impulsbereiche sind in den Bildern angegeben. Alle Massenverteilungen entstanden durch Anwendung derselben Schnittkombination (siehe Text). Zusätzlich zu den Daten sind auch die simultan an die Verteilungen angepasste Gaußfunktion inklusive dem Untergrundpolynom gezeigt.

E_{proj} [AGeV]	Θ_{lab}	B_{Dipol} [T]	N_{K^+}	$\frac{N_{K^+}}{\text{Untergrund}}$	N_{K^-}	$\frac{N_{K^-}}{\text{Untergrund}}$
1.1	40°	0.6	1629	0.7±0.1	—	—
		0.9	4497	4.7±0.1	—	—
		1.4	4462	15.4±0.5	—	—
1.5	40°	0.6	1501	3.4±0.1	490	0.7±0.1
		0.9	5069	14.9±0.4	499	12.5±1.0
		1.4	5124	54.7±3.3	578	150.0±70.0
1.93	32°	0.6	2735	3.5±0.1	673	1.5±0.1
		0.9	6813	17.0±0.4	1506	15.4±0.7
		1.4	824	30.5±0.8	1335	—
1.93	40°	0.6	3449	5.4±0.2	487	2.9±0.2
		0.9	9260	32.8±0.8	1591	17.0±0.8
		1.4	4317	41.1±1.6	967	94.8±20.0
1.93	50°	0.6	1746	9.8±0.5	823	3.8±0.2
		0.9	4405	95.5±5.5	2253	27.9±1.1
		1.4	3608	62.9±2.9	—	—
1.93	60°	0.6	8825	13.3±0.3	254	7.0±0.9
		0.9	9690	120.2±4.6	978	82.0±11.0

Tabelle 3.4: Kaonenzählraten und Signal/Untergrund-Verhältnisse für alle gemessenen Einstellungen.

Die Kaonenzählrate ergibt sich als Zählrate oberhalb der Untergrundfunktion in einem Fenster der dreifachen Varianz der Gaußfunktion beidseitig des Schwerpunktes der Gaußfunktion. Die Kaonenzählraten und das jeweilige Signal-Untergrund-Verhältnis für die verschiedenen Einstellungen sind in Tabelle 3.4 angegeben. Im Vergleich zu einer Auswertung mit der alten Feldkarte (siehe Abschnitt 4.3) ergibt sich keine Verbesserung beim Signal-Untergrund-Verhältnis bei der Auswertung mit der neuen Feldkarte.

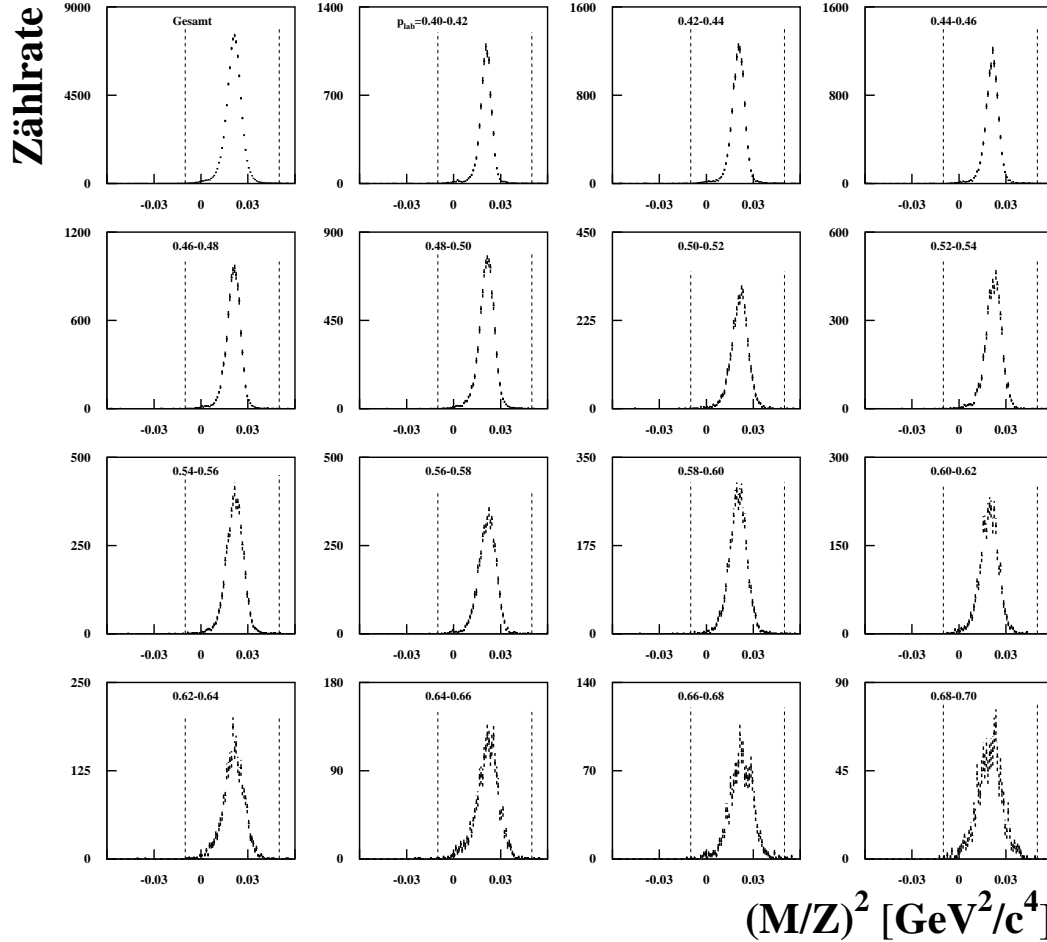


Abbildung 3.8: Pionenmassenverteilungen für 20 MeV/c breite Impulsintervalle des Impulsbereichs $\Delta p = 0.40 - 0.76$ GeV/c ($B_{Dipol} = 0.9$ T) bei einer Strahlenergie von $E_{proj} = 1.1$ AGeV. Die entsprechenden Impulsbereiche sind in den Bildern angegeben. Bei den Pionen wurden im Gegensatz zu den Kaonen keine Schnitte angewendet, da die Daten im Pionenmassenbereich nahezu keinen Untergrund enthalten. Die Anzahl der Pionen wird durch Summation der Einträge, in dem durch die gestrichelten Linien begrenzten Massenfenster bestimmt.

Da im Fall von Pionen und Protonen der Beitrag eines eventuell vorhandenen Untergrundes vernachlässigbar klein ist, wird die Teilchenzahl durch Summation der Ein-

E_{proj} [AGeV]	Θ_{lab}	B_{Dipol} [T]	N_{π^+}	N_{π^-}	N_p
1.1	40°	0.35	93364	-	-
		0.6	147437	-	95517
		0.9	84566	-	200277
		1.4	1698942	-	261994
		1.71	-	-	131462
1.5	40°	0.35	50219	48830	-
		0.6	91833	291305	94524
		0.9	58372	149457	66582
		1.4	894639	3724300	77557
		1.71	-	-	162500
1.93	32°	0.35	89919	103586	-
		0.6	99487	185542	112458
		0.9	104944	163494	112937
		1.4	959428	3458266	147841
		1.71	-	-	115942
1.93	40°	0.35	48171	159098	-
		0.6	93423	106108	37905
		0.9	146424	132506	79366
		1.4	449819	866439	133904
		1.71	-	-	-
1.93	50°	0.35	49370	56142	-
		0.6	22015	108792	52620
		0.9	54180	66887	19264
		1.4	590363	-	133804
		1.71	-	-	143129
1.93	60°	0.35	128196	60760	-
		0.6	116508	108796	231770
		0.9	127122	145636	256625
		1.4	-	-	73061
		1.71	-	-	145986
1.93	70°	0.35	123832	128821	-
		0.6	117795	166458	-
		0.9	85172	104356	-
		1.4	-	-	-
		1.71	-	-	-

Tabelle 3.5: Pionen- und Protonenzählraten für alle gemessenen Einstellungen.

träge im entsprechenden Massenbereich bestimmt. Als Beispiel für die Pionen dient Abbildung 3.8. Die Pionen- und Protonenzählraten sind in Tabelle 3.5 angegeben.

In Abbildung 3.9 ist die Kaonenzählrate als Funktion des Laborimpulses für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen $B_{Dipol} = 0.6$ T, 0.9 T und 1.4 T bei einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 40^\circ$ und einer Strahlenergie von $E_{proj} = 1.1$ AGeV gezeigt. Die in den Spektren zu erkennenden Einbrüche werden durch ein defektes Modul des Stoppdetektors hervorgerufen. Diese Einbrüche werden mittels der in Abschnitt 3.5.3 beschriebenen Akzeptanzkorrektur wieder korrigiert, da bei dieser Korrektur das entsprechende Modul ebenfalls nicht in der Analyse berücksichtigt wurde.

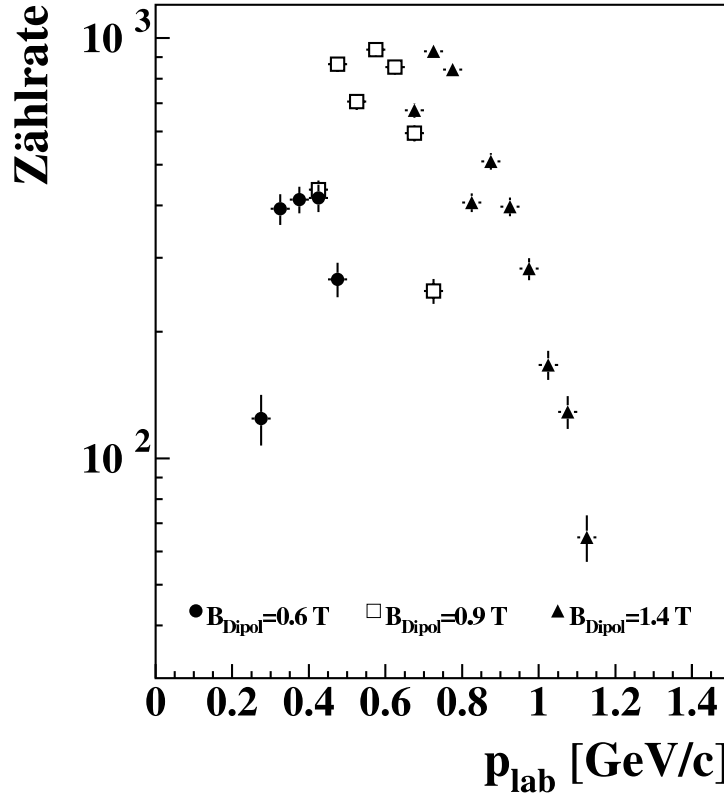


Abbildung 3.9: Impulsdifferentielle Kaonenzählrate bei einer Strahlenergie $E_{proj} = 1.10$ AGeV und einem Laborwinkel $\Theta_{lab} = 40^\circ \pm 4^\circ$ für die drei gemessenen Magnetfeldeinstellungen. Die Einbrüche in den Spektren entstehen durch ein defektes Modul des Stoppdetektors und werden bei der Akzeptanzkorrektur korrigiert.

3.5 Bestimmung des doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitts

Um aus den gemessenen Teilchenzählraten Wirkungsquerschnitte berechnen zu können, müssen die Zählraten auf die Anzahl der Targetatome und die Anzahl der

Projektilteilchen normiert werden. Zusätzlich dazu müssen noch die verschiedenen Verluste korrigiert werden. Hiermit lässt sich der doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt als

$$\frac{d^2\sigma}{dp_{lab}d\Omega_{lab}} = N(p_{lab}, \Omega_{lab}) \cdot \frac{1}{K_{akz}(p_{lab}, \Omega_{lab})} \cdot \frac{F_{target}}{N_{proj}} \cdot \frac{1}{\epsilon(p_{lab})} \quad (3.22)$$

ausdrücken.

Hierbei ist F_{target} der Targetfaktor, N_{proj} die Anzahl der Projektilteilchen und ϵ die im allgemeinen teilchen- und impulsabhängige Effizienz, auf die im folgenden noch genauer eingegangen wird. N ist die impuls- und raumwinkelabhängige Teilchenzählrate und K_{akz} ist die für diesen Bereich entsprechende Korrektur, die sowohl die Akzeptanz des Kaonenspektrometers, als auch den Teilchenzerfall korrigiert.

3.5.1 Targetfaktor

Der Targetfaktor F_{target} berücksichtigt sowohl das Targetmaterial als auch die Targetdicke und berechnet sich aus der Molmasse M_{target} , der Dichte ρ_{target} und der Dicke d_{target} des Targetmaterials sowie der Avogadrokonstanten N_A nach folgender Formel:

$$F_{target} = \frac{M_{target}}{d_{target} \cdot \rho_{target} \cdot N_A} \quad (3.23)$$

Die Werte für die beiden im Experiment verwendeten Targets können der Tabelle 3.6 entnommen werden.

Target		^{58}Ni	^{nat}Ni
Targetdicke d	[cm]	0.08	0.2
Molmasse M	[g/mol]	57.9	58.7
Dichte ρ	[kg/m ³]	8.906	8.906
P_{int}	[%]	2.1%	5.3%
F_{Target}	[b]	141.81	54.72

Tabelle 3.6: Materialkonstanten und Wechselwirkungswahrscheinlichkeit P_{int} der verwendeten Targets.

Die Messungen bei den Strahlenergien von 1.1 und 1.5 AGeV wurden ausschließlich mit dem 0.8 mm dicken Target aus ^{58}Ni durchgeführt. Bei den Messungen mit einer Strahlenergie von 1.93 AGeV wurde zusätzlich bei einem Teil der Messungen das 2.0 mm dicke Target aus ^{nat}Ni benutzt. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen die Daten, für die es Messungen mit beiden Targets gibt gut überein.

3.5.2 Strahlnormierung

Mit dem Experimentaufbau ist es nicht möglich, die Anzahl der Strahlteilchen direkt zu messen, da bei einer Strahlintensität größer als 10^7 Teilchen pro Sekunde der hierzu benutzte Szintillator irreversibel zerstört würde. Die Anzahl der Strahlteilchen wird aus diesem Grund mit einem indirekten Verfahren gemessen [Bec93].

Hierzu werden zwei, aus jeweils 3 Szintillatoren bestehende Detektoren benutzt, die unter Rückwärtswinkeln angebracht sind (siehe Abschnitt 2.3). Diese Detektoren registrieren hauptsächlich Teilchen, die bei einer Reaktion im Target erzeugt werden. Die Anzahl der erzeugten Teilchen ist dabei direkt proportional zur Anzahl der Strahlteilchen. Um den Proportionalitätsfaktor zu bestimmen, wird bei niedriger Intensität ein Szintillationszähler in den Strahlengang gebracht und mit diesem die Anzahl der Strahlteilchen N_{proj} gemessen. Gleichzeitig wird die Anzahl der Teilchen $N_{Moni1,2}$ aufgezeichnet, die von den beiden Monitorzählern registriert werden. Damit ergibt sich der Proportionalitätsfaktor zu

$$F_{proj} = \frac{N_{proj}}{0.5 \cdot (N_{Moni1} + N_{Moni2}) - N_{bgr}} \quad . \quad (3.24)$$

N_{proj} ist hierbei die Anzahl der mit dem Szintillator gezählten Strahlteilchen. $N_{Moni1,2}$ ist die Anzahl der Ereignisse, die in den beiden Monitorzählern gezählt wurden. Da sich der Szintillationszähler im Strahlengang kurz vor dem Target befindet und so als weiteres Target fungiert, werden in den Monitorzählern auch Teilchen N_{bgr} gemessen, die nicht aus dem Target stammen. Aus diesem Grund wird zur Korrektur noch eine Messung ohne Target durchgeführt

$$N_{bgr} = 0.5 \cdot (N_{Moni1}^{OT} + N_{Moni2}^{OT}) \cdot \frac{N_{proj}^T}{N_{proj}^{OT}} \quad (3.25)$$

deren Ergebnis N_{bgr} als Korrektur für die Messung mit Target benutzt wird. $N_{Moni1,2}^{OT}$ sind die Zählraten in den Monitorzählern ohne Target, N_{proj}^T und N_{proj}^{OT} sind die Zählraten im Szintillator mit Target, bzw. ohne Target. Die Korrektur liegt je nach Messung in der Größenordnung von 3-4%. Für jedes Datenfile wurde mit Hilfe des Proportionalitätsfaktors die Anzahl der Strahlteilchen N_{proj} nach

$$N_{proj} = F_{proj} \cdot \frac{N_{Moni1} + N_{Moni2}}{2} \quad (3.26)$$

bestimmt. Für die Strahlenergien von 1.1 AGeV und 1.5 AGeV ergeben sich die Proportionalitätsfaktoren zu 15525 und 12564. Bei der Messung mit 1.93 AGeV Strahlenergie ergibt sich der Proportionalitätsfaktor zu 10879 für das 0.8 mm Target und zu 4305 für das 2 mm Target.

3.5.3 Effizienzkorrekturen

Die Effizienzkorrektur setzt sich aus folgenden Einzeleffizienzen zusammen

$$\epsilon(p_{lab}) = \epsilon_{DAQ} \cdot \epsilon_{Trigger}(p_{lab}) \cdot \epsilon_{Schnitt}(p_{lab}) \cdot \epsilon_{track} \cdot \epsilon_{MWPC} \quad , \quad (3.27)$$

die im folgenden einzeln besprochen werden.

Effizienz der Datenaufnahme

Aufgrund der Verarbeitung eines früheren Ereignisses kann es passieren, dass ein weiteres Ereignis nicht aufgezeichnet werden kann. Dies bezeichnet man als Totzeit der Datenaufnahme. Die Effizienz der Datenaufnahme ergibt sich als Verhältnis aus “verarbeiteten” Ereignissen zur Gesamtzahl der Ereignisse. Zur Bestimmung dieses Verhältnisses werden frei laufende nicht totzeitbehaftete Zähler benutzt, die während der Messungen sowohl die Gesamtzahl der Trigger, als auch die Zahl der verarbeiteten Trigger aufzeichnen. Die Effizienz der Datenaufnahme ergibt sich somit zu

$$\epsilon^{DAQ} = \frac{N_{\text{verarbeitet}}^{Trigger}}{N_{\text{Gesamt}}^{Trigger}} \quad . \quad (3.28)$$

Die Strahlintensität und die verschiedenen Untersetzungsfaktoren wurden für jede Einstellung so gewählt, dass die Effizienz der Datenaufnahme immer größer als 50% beträgt.

Triggereffizienz

Unter Triggereffizienz versteht man den Anteil der erzeugten Kaonen, die bei der Anwendung des Triggers nicht verloren gehen. Da Kaonen bei Strahlenergien im Bereich von 1-2 AGeV seltene Ereignisse sind, kann die Triggereffizienz für Kaonen nicht mit Kaonen selbst bestimmt werden. Aus diesem Grund werden die Messungen zur Bestimmung der Triggereffizienz mit Pionen, bzw. Protonen bei so geändertem Magnetfeld durchgeführt, dass die Teilchen dieselbe Flugzeit wie Kaonen haben.

Abgesehen vom Zerfall und der leicht unterschiedlichen Kleinwinkelstreuung verhalten sich diese Teilchen im Spektrometer genauso wie Kaonen. Die entsprechenden Einstellungen sind in Tabelle 3.7 angegeben. Somit steht eine große Anzahl im folgenden “Pseudokaonen” genannter Teilchen zur Verfügung, um den Einfluss des Triggers auf die Kaonenzählrate zu untersuchen.

Zu jedem aufgezeichneten Ereignis werden auch Statusinformationen der verschiedenen Triggerentscheidungen gespeichert, unabhängig davon, ob der entsprechende Trigger

K^\pm bei	Pseudokaonen simuliert durch
0.6 T	π bei 1.14 T
0.9 T	π bei 1.71 T
1.4 T	p bei 0.396 T

Tabelle 3.7: Teilchensorte und Magnetfeldeinstellung für die “Pseudokaonen“-Messungen

aktiv ist. Bei einer “Pseudokaonen“-Messung mit dem Spektrometertrigger 2.4 werden unter der Bedingung, dass ein Kaonentrigger vorliegt, die Pseudokaonen pro Impulsintervall gezählt. Das Verhältnis dieser Zählrate zur Gesamtzahl der gemessenen Pseudokaonen ergibt die Triggereffizienz pro Impulsbereich. Bei zusätzlicher Benutzung des Cherenkov-Detektors zur Triggererzeugung wird dessen Effizienz auf dieselbe Weise berechnet

$$\epsilon^{Trigger}(p_{lab}) = \frac{N^{Kaonentrigger,(C)}(p_{lab})}{N^{Spektrometertrigger}(p_{lab})} \quad . \quad (3.29)$$

Als Beispiel ist in Abbildung 3.10 die impulsdifferentielle Effizienz des Kaonentriggers für eine Strahlenergie von $E_{proj} = 1.10$ AGeV für die drei gemessenen Magnetfelder gezeigt. Bei den Magnetfeldeinstellungen von $B_{Dipol} = 0.6$ T und 0.9 T wurde nur der Kaonentrigger benutzt, bei der Magnetfeldeinstellung von $B_{Dipol} = 1.4$ T wurde zusätzlich noch der Cherenkov-Detektor zur Triggerentscheidung eingesetzt.

Die Triggerbedingungen wurden jeweils so gewählt, dass die Effizienz des Triggers in allen Impulsbereichen größer als 90% ist.

Die Schwankungen der Effizienz innerhalb einer Magnetfeldeinstellung beruhen auf dem nicht perfekten Zeitabgleich der einzelnen Module des Start- bzw. Stopdetektors, die auf ca. 0.5 ns genau sind. Der Fehler der Triggereffizienzbestimmung ist kleiner als 5%.

Die Protonenmessungen werden mit dem Spektrometertrigger durchgeführt, so dass hier die Triggereffizienz eins ist. Die Messungen zur Pionenproduktion werden mit einem Trigger durchgeführt, der so eingestellt wurde, dass auch in diesem Fall die Triggereffizienz zu eins angenommen werden kann.

Effizienz der Schnitte

Neben der Reduktion des unerwünschten Untergrundes ergibt sich bei der Anwendung der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Schnitte auch ein Verlust an guten Teilchenspuren. Für hohe Strahlenergien und große Laborwinkel ist das Signal/Untergrund-Verhältnis der Kaonen so groß, dass die Bestimmung der Schnitteffizienz mit Kaonen durchgeführt werden kann. Die Bestimmung der Schnitteffizienz wird mit den gleichen

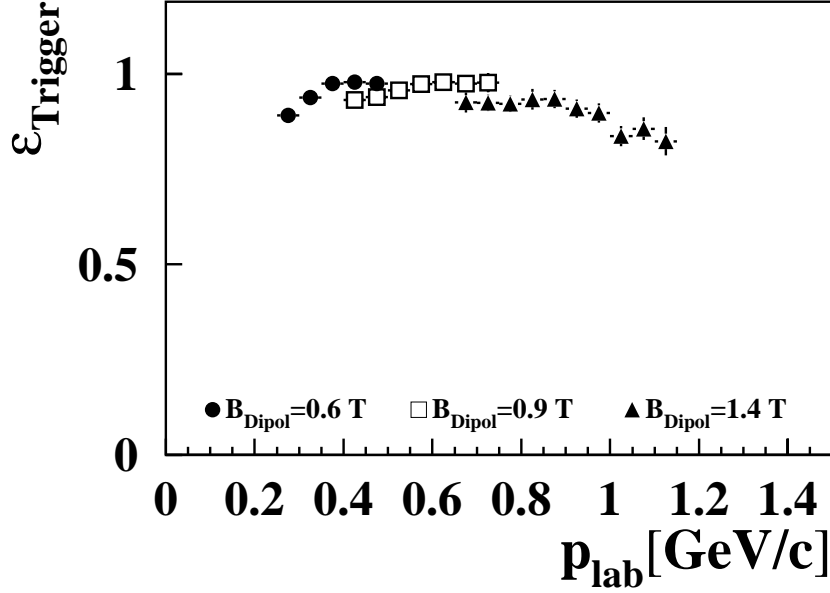


Abbildung 3.10: Die aus Pseudokaonen ermittelten impulsdifferenziellen Triggereffizienzen $\epsilon_{Trigger}$ für den Kaonentrigger bei verschiedenen Magnetfeld- und Trigger-einstellungen. Für die Messungen bei einem Magnetfeld von $B_{Dipol} = 1.4 T$ wurde zusätzlich das Ansprechen des Cherenkovdetektors verlangt. Dies hat zur Folge, dass die Triggereffizienz für diese Einstellung systematisch tiefer liegt als bei den beiden anderen Einstellungen.

Datensätzen vorgenommen mit denen diese Schnitte auch bestimmt wurden (siehe Abschnitt 3.4.2).

Die Schnitteffizienz ergibt sich als impulsabhängiger Quotient aus der Anzahl der Kaonen nach Anwendung der Schnitte zur Anzahl der Kaonen ohne Anwendung der Schnitte zu:

$$\epsilon^{Schnitt}(p_{lab}) = \frac{N_{Schnitt}^K(p_{lab})}{N^K(p_{lab})} . \quad (3.30)$$

Die Gesamteffizienzen der angewandten Schnitte für die drei Magnetfeldeinstellungen sind in Abbildung 3.11 gezeigt.

Für Pionen und Protonen wird diese Korrektur nicht benötigt, da diese Teilchensorten ohne die Anwendung von Schnitten ausgewertet werden.

Effizienz der Spurrekonstruktion

Die im folgenden kurz skizzierte Methode ist ausführlich in [Stu01] beschrieben. Die Al-

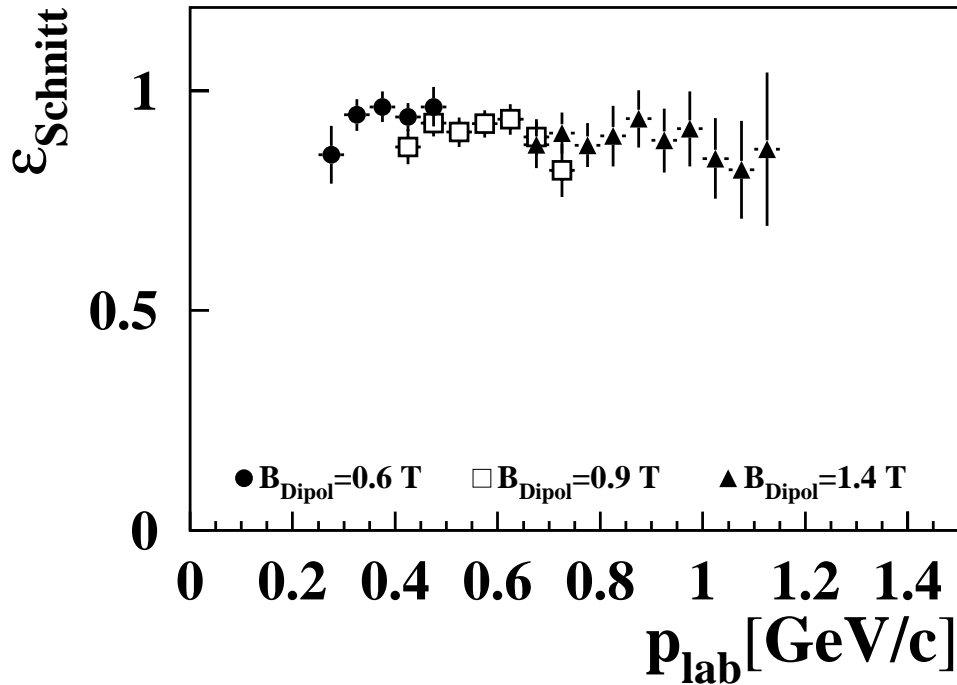


Abbildung 3.11: Schnitteffizienzen für Kaonen bei Verwendung der in Abschnitt 3.4.2 beschriebenen Schnittkombination (siehe Text) für die drei gemessenen Magnetfeldereinstellungen.

gorithmen zur Spurrekonstruktion haben aufgrund von Mehrdeutigkeiten durch mehrere gleichzeitig das Spektrometer durchfliegende Teilchen oder zusätzlichen zufälligen Untergrundereignissen Ineffizienzen. Aus diesem Grund wird ein Teil der richtigen Teilchenspuren nicht als solche identifiziert. Um die Effizienz der Spurrekonstruktion zu bestimmen, werden mit den Experimentdaten so genannte Ereignisklassen definiert, die sich aus der Anzahl der Spuren und der Anzahl der nicht zugeordneten weiteren Detektortreffer jeweils vor und hinter dem Dipol ergeben.

Zur Bestimmung der Effizienz werden mit dem Simulationspaket GEANT [CNA93a] entsprechende Datensätze erzeugt, die unterschiedliche Kombinationen aus Spurmultiplicität und Untergrundtreffern vor dem Dipolmagneten (Startdetektor und MWPC-1) und hinter dem Dipolmagneten (MWPC-2,3 und Stoppdetektor) enthalten. Diese Datensätze werden anschließend mit derselben Datenanalyse ausgewertet, die auch für die Experimentdaten benutzt wird. Das Verhältnis aus identifizierten zu in der Simulation enthaltenen Teilchen ergibt dann die Effizienz pro Ereignisklasse.

In [Stu01] wurde gezeigt, dass die Effizienz für alle experimentell relevanten Ereignisklassen unabhängig vom Teilchenimpuls ist. Aus den Experimentdaten wird für jede Einstellung der jeweilige Anteil der verschiedenen Ereignisklassen bestimmt und damit

eine gemittelte Effizienz für die Spurrekonstruktion bestimmt.

Damit ergibt sich eine mittlere Effizienz die zwischen 93% und 98% bei $\Theta_{lab} = 32^\circ$ bzw. 70° liegt, da hier der Anteil an gestreuten Teilchen am größten bzw. am kleinsten ist.

Detektoreffizienz

- Die Effizienz des Cherenkov-Detektors ist in der Triggereffizienz enthalten, da die Informationen des Detektors zur Erzeugung des Triggers benutzt werden. Hierzu wird bei einer 'Pseudokaonenmessung' (siehe Abschnitt Triggereffizienz in Kapitel 3.5.3) die Anzahl der Ereignisse, die die Bedingung des Cherenkovtriggers erfüllen, mit der Gesamtzahl der Ereignisse in diesem Datensatz verglichen. Auf diese Weise ist die impulsabhängige Effizienz des Cherenkovdetektors automatisch in der Triggereffizienz enthalten.
- Die Hochspannungen der Photovervielfacherröhren der Flugzeitdetektoren und die Schwellen der dazugehörigen Ausleseelektronik wurden so gewählt, dass die Nachweiseffizienz für minimal ionisierende Teilchen nahezu 100% beträgt [Koh03].
- Die Effizienz des Targethodoskops ist in der Schnitteffizienz des Flugzeitvergleichs enthalten.
- Für die Bestimmung der Effizienz der Vieldrahtproportionalkammern werden experimentelle Daten benutzt, die in den beiden Flugzeitdetektoren höchstens eine Treffermultiplizität von eins haben. Die Teilchenidentifikation der Pionen und Protonen kann somit ausschließlich mittels der Informationen der, aus den Flugzeitdetektoren, bestimmten Masse durchgeführt werden. Da wegen des Untergrundes die Bestimmung der Effizienz für Kaonen auf diese Weise nicht möglich ist, wird diese aus der Interpolation der Effizienzen für Pionen und Protonen bestimmt.

Da die Teilchenbahnen vor dem Dipolmagneten nahezu gerade im Raum verlaufen, besteht ein linearer Zusammenhang zwischen Treffern in einem Modul des Startdetektors und einem bestimmten Bereich der ersten Vieldrahtproportionalkammer. Das Verhältnis der Anzahl der Treffer einer Teilchensorte im Startdetektor und der Anzahl der dazu gefundenen Treffer im dazugehörigen Bereich der Drahtkammer ergibt die Effizienz dieser Drahtkammer

$$\epsilon_{MWPC_1}^{\pi,p} = \frac{N_{MWPC_1}}{N_{Start}^{\pi,p}} \quad (3.31)$$

für die entsprechende Teilchensorte.

Auch für die beiden Vieldrahtproportionalkammern hinter dem Dipolmagneten, die wiederum räumlich eng benachbart sind, gibt es ein analoges Verfahren. Aufgrund der geraden Flugbahn außerhalb des Dipolmagneten, ist jedem Treffer in der einen Drahtkammer wieder ein bestimmter Bereich der anderen Drahtkammer zugeordnet. Damit ergibt sich die Effizienz als Verhältnis der Treffer in dem einen Detektor zur Anzahl der Treffer im zugehörigen Bereich des anderen Detektors

$$\epsilon_{MWPC_2}^{\pi,p} = \frac{N_{MWPC_2}^{\pi,p}}{N_{MWPC_3}^{\pi,p}} \text{ und } \epsilon_{MWPC_3}^{\pi,p} = \frac{N_{MWPC_3}^{\pi,p}}{N_{MWPC_2}^{\pi,p}} \quad (3.32)$$

und umgekehrt. Die Information über die Teilchensorte stammt dabei wieder aus den Informationen der Flugzeitdetektoren. Die mittleren Effizienzen der Vieldrahtproportionalkammern für die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten sind in Tabelle 3.8 angegeben. Die angegebenen Fehler entsprechen einer Standardabweichung der Streuung, der für jedes Datenfile einzeln bestimmten Effizienz.

	MWPC-1	MWPC-2	MWPC-3
ϵ^π	95.1 ± 5.7	96.6 ± 6.3	97.8 ± 5.8
ϵ^K	97.4 ± 4.1	98.2 ± 4.4	98.8 ± 4.0
ϵ^p	98.9 ± 3.0	99.1 ± 3.2	99.4 ± 3.1

Tabelle 3.8: Drahtkammereffizienzen in Prozent

Die Gesamteffizienz der Vieldrahtproportionalkammern ergibt sich aus den unabhängigen Einzeleffizienzen der Detektoren zu:

$$\epsilon^{\pi,K,p} = \epsilon_{MWPC_1}^{\pi,K,p} \cdot \epsilon_{MWPC_2}^{\pi,K,p} \cdot \epsilon_{MWPC_3}^{\pi,K,p} \quad (3.33)$$

Akzeptanzkorrektur

Wie in Abschnitt 3.1.3 beschrieben werden zur Akzeptanzkorrektur des Experimentes Simulationsdatensätze benutzt, die mit der Monte-Carlo-Simulation GEANT erzeugt wurden. Die für alle Teilchensorten und Magnetfeldeinstellungen erzeugten Datensätze werden mit derselben Analyse ausgewertet, die auch für die Experimentdaten benutzt wird. Das Verhältnis der nach der Analyse gefundenen Teilchen zur Anzahl der ursprünglich erzeugten Teilchen ergibt dann die impulsabhängige Korrektur.

In der Abbildung 3.12 ist die Akzeptanzkorrektur der Kaonen für die drei gemessenen Magnetfelder gezeigt. Wie in der Kaonenzählrate sieht man Einbrüche in den Spektren, die durch Herausnahme eines Stopptektormoduls aus der Analyse verursacht

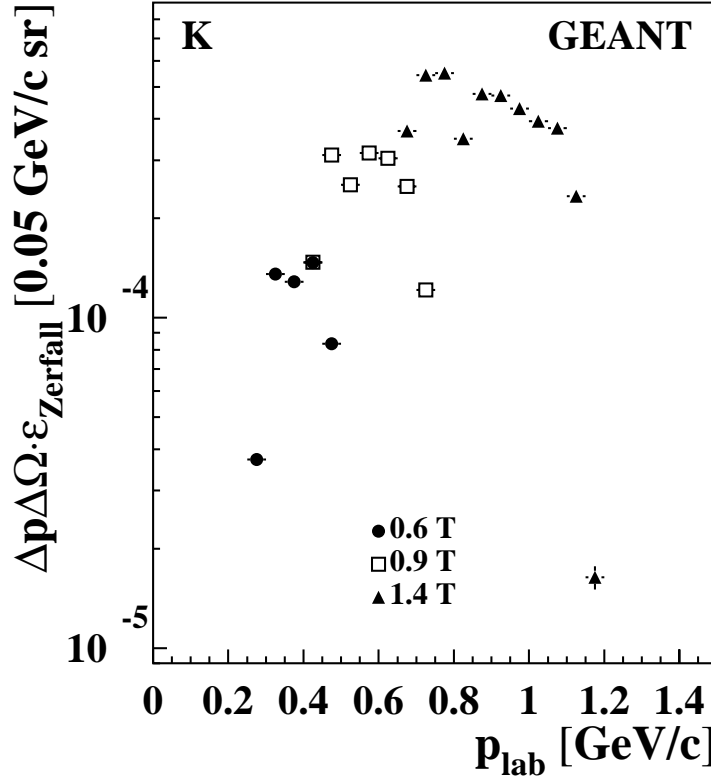


Abbildung 3.12: Die Akzeptanz des Spektrometers für Kaonen bei Magnetfeldeinstellungen von $B_{Dipol} = 0.6\text{ T}$, 0.9 T und 1.4 T . Für alle drei Felder ist deutlich ein Einbruch zu sehen. Dieser beruht auf der Herausnahme eines Streifens des Stopp-Detektors aus der Analyse (siehe Abschnitt 3.4.3).

werden. Dies war nötig, da dieses Modul im Experiment ausgefallen war. Die verschiedene Stärke der Einbrüche in den drei Magnetfeldeinstellungen ist auf die verschiedene Anzahl von Stoppdetektormodulen pro Impulsbereich zurückzuführen. In der Abbildung 3.13 sind die entsprechenden Akzeptanzkorrekturen für Pionen und Protonen gezeigt.

3.5.4 Fehlerbetrachtung

Alle in den Impulsverteilungen gezeigten Fehler stellen die statistischen Unsicherheiten der Teilchenzählraten und Simulationsrechnungen sowie den systematischen Fehler des Untergrundabzuges dar. Für alle Datenpunkte gibt es noch folgende systematische impulsunabhängigen Fehlerquellen:

- 3% Unsicherheit in der Strahlnormierung
- 5% Unsicherheit in der Bestimmung der Drahtkammereffizienz

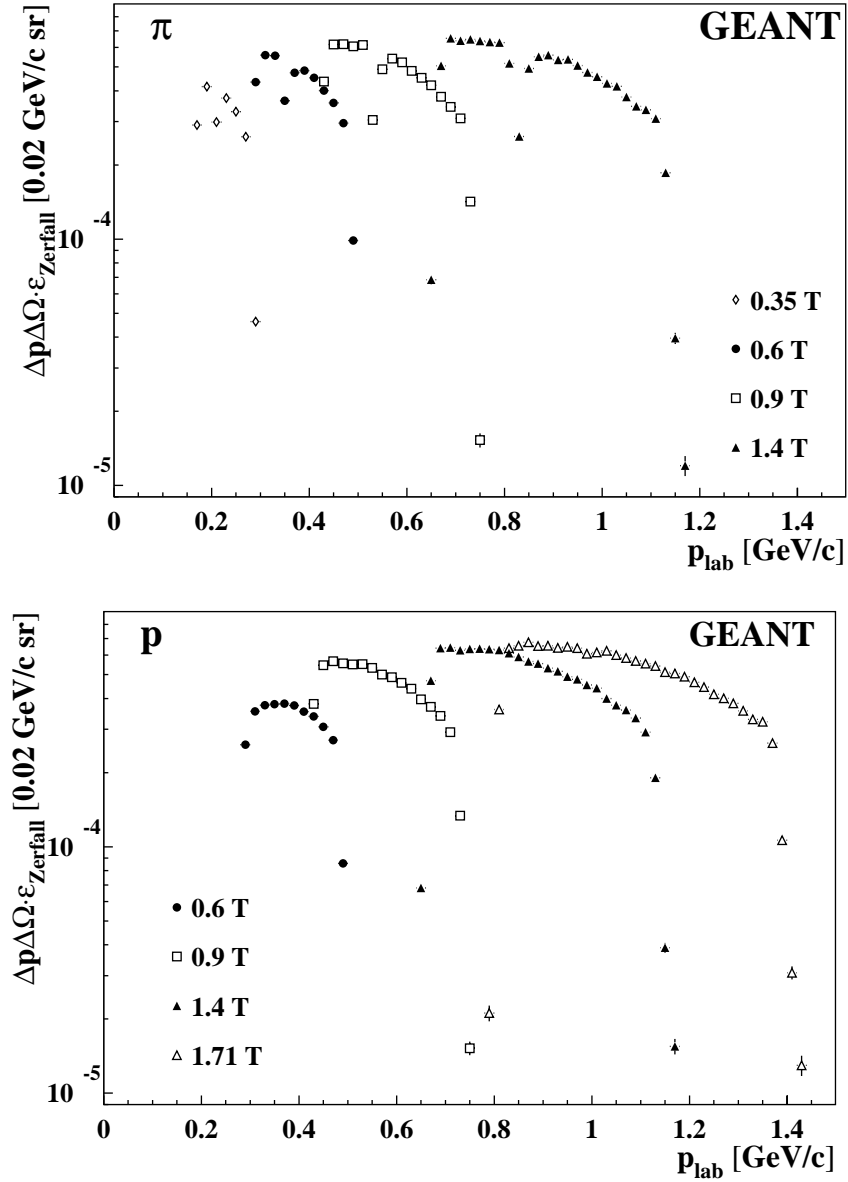


Abbildung 3.13: Die Akzeptanz des Spektrometers für Pionen (oben) und Protonen (unten) für die jeweils gemessenen Magnetfeldeinstellungen. Bei den Pionen ist deutlich ein Einbruch in der Akzeptanz bei den Magnetfeldeinstellungen von $B_{\text{Dipol}} = 0.6$ T, 0.9 T und 1.4 T zu sehen. Diese beruhen auf der Herausnahme eines Streifens des Stopp-Detektors aus der Analyse. Bei der Analyse der Protonendaten war dies nicht notwendig, da das Problem durch den Flugzeittrigger verursacht wurde und die Protonendaten mit dem Spektrometertrigger gemessen wurden.

- 5% Unsicherheit bei der Bestimmung der Impuls- und Raumwinkelakzeptanz durch die GEANT Simulation
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Totzeit
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Triggereffizienz
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Schnitteffizienz
- 3% Unsicherheit bei der Bestimmung der Effizienz der Spurrekonstruktion

Da die aufgezählten Fehler voneinander unabhängig sind, ergibt sich der systematische Gesamtfehler als $\Delta_{syst.} = \sqrt{\sum (\Delta_{syst,i})^2} = 10\%$ für Kaonen. Für die Pionen und Protonen werden keine Schnitte angewandt und somit ergibt sich ein systematischer Gesamtfehler von $\Delta_{syst.} = 9\%$

3.6 Bestimmung der Reaktionsebene

Um Anisotropien in der azimuthalen Teilchenemission zu studieren, benötigt man eine Vorzugsrichtung bezüglich derer man die Emission der Teilchen untersuchen kann. Im allgemeinen wird hierzu die Reaktionsebene benutzt, die geometrisch für jedes Ereignis durch den Impulsvektor des Projektils und den Stoßparametervektor aufgespannt wird.

Da der Stoßparametervektor experimentell nicht direkt zugänglich ist, wird zur Bestimmung der Reaktionsebene die experimentelle Beobachtung benutzt, dass die Nukleonen in Schwerionenstößen bevorzugt in die Reaktionsebene abgelenkt werden [Gus84][Ren84]. Dieses Verhalten bezeichnet man als kollektiven Seitwärtsfluss der Nukleonen. Eine Messung dieser Nukleonen ermöglicht somit die Bestimmung der Reaktionsebene und somit Informationen über die Richtung des Stoßparametervektors. Hierzu gibt es mehrere Methoden. Die Anwendung der Methode der Sphäritätsanalyse [Cug82][Gyu82] und einer neue Methode [Bor01b][Bor01a] (‘cumulant methode’), die auf der Analyse von Mehrteilchenkorrelationen beruht, sind aufgrund des experimentellen Aufbaus des Kaonen-Spektrometers nicht möglich. Da das Kleinwinkelhodoskop weder den kompletten Raumwinkel abdeckt, noch eine akkurate Impulsmessung ermöglicht, wird in dieser Arbeit zur Bestimmung der Reaktionsebene die Transversalimpulsmethode [Dan85] verwendet.

Bei dieser Methode ist die Reaktionsebene durch die Strahlachse und die Vektorsumme \vec{Q} aller M gemessenen Transversalimpulse \vec{p}_t

$$\vec{Q} = \sum_{k=1}^M w_k \cdot \vec{p}_t^k \quad (3.34)$$

bestimmt. Dabei ist w_k ein Wichtungsfaktor, der berücksichtigt, dass Spektatoren, die

in die Vorwärts- bzw. Rückwärtshemisphäre abgelenkt und normalerweise azimuthal antikorreliert sind, gleich stark zu \vec{Q} beitragen. Da Teilchen, die im Bereich der Schwerpunktsrapidität emittiert werden, nur schwach mit der Reaktionsebene korreliert sind, wird dieser Bereich bei der Bildung von \vec{Q} nicht berücksichtigt. Dieser Bereich lässt sich an die experimentellen Gegebenheiten mittels einer Variablen δ anpassen. Damit ergibt sich für w_k

$$w_k = \begin{cases} +1 & y_k > y_{cm} + \delta, \\ -1 & y_k < y_{cm} - \delta, \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} . \quad (3.35)$$

3.6.1 Reaktionsebenenbestimmung am Kaonenspektrometer

Mit dem Kleinwinkelhodoskop ist es aufgrund der nicht vorhandenen Information über die Teilchenmasse prinzipiell nicht möglich, den Impuls der Teilchen zu bestimmen. Aus diesem Grund wurde im Rahmen zweier Dissertationen [Bri93][Shi98] die Transversalimpulsmethode an die Gegebenheiten des Kaonenspektrometers angepasst.

In Abbildung 3.14 ist die Phasenraumverteilung der Protonen im Endzustand von Ni+Ni-Reaktionen bei 1.93 AGeV gezeigt, die sich mit der Modellrechnung FREESCO [Fai86] ergibt. Wie man sieht, stammen alle im Kleinwinkelhodoskop gemessenen Fragmente von Projektilspektatoren sowie zu einem kleinen Anteil aus Partizipanten. Um diese von den Projektilspektatoren zu unterscheiden, werden in der Analyse nur Teilchen berücksichtigt, die nahezu Strahlgeschwindigkeit besitzen, da diese mit hoher Wahrscheinlichkeit von Projektilspektatoren stammen.

Da alle Projektilspektatoren, die das Kleinwinkelhodoskop erreichen, nahezu dieselbe longitudinale Geschwindigkeit haben, ist der Abstand \vec{r}_k der Teilchen von der Strahlachse ein Maß für den Transversalimpuls pro Nukleon p_t/A und wird im folgenden für die Konstruktion von

$$\vec{Q} = \sum_{k=1}^M w_k \cdot \vec{r}_k \quad (3.36)$$

benutzt.

Wie ebenfalls in Abbildung 3.14 zu sehen ist, stammen alle im Kleinwinkelhodoskop detektierten Spektatorfragmente aus der Vorwärtshemisphäre, so dass w_k für alle Teilchen positiv ist. Aufgrund von Untersuchungen von [Bri93] wurde als Wichtungsfaktor $w_k = 1$ gewählt, da die Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung nur geringfügig von der gewählten Wichtung abhängt.

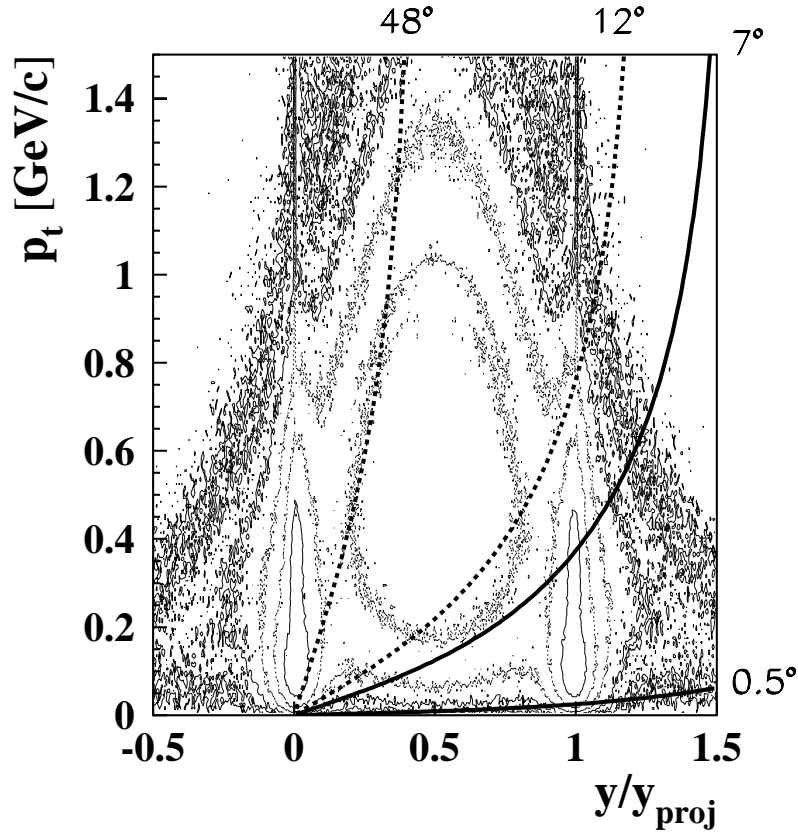


Abbildung 3.14: Die Phasenraumverteilung der Protonen im Endzustand von Ni+Ni-Reaktionen bei 1.93 AGeV, simuliert mit der Modellrechnung FREESCO [Fai86]. Eingezeichnet sind die Akzeptanzen des Kleinwinkelhodoskop (durchgezogene Linien) und des Targethodoskops (gestrichelte Linien).

In Abbildung 3.14 ist auch zu sehen, dass auch ein nicht erwünschter Anteil an Nukleonen die an der Reaktion teilgenommen haben, so genannte Partizipanten, in die Akzeptanz des Kleinwinkelhodoskop fliegen. Da diese Partizipanten allerdings mit der Reaktionszone Wechselwirkung hatten, sind sie im allgemeinen abgebremst worden und können anhand ihrer geringeren Geschwindigkeit von den Spektatoren unterschieden werden, die nahezu mit Strahlgeschwindigkeit fliegen.

Für jedes Modul des Kleinwinkelhodoskop, das von einem Teilchen getroffen wurde, wird die Flugzeit zwischen Target und dem Kleinwinkelhodoskop bestimmt. Die Flugzeit ist dabei die Zeitdifferenz zwischen dem im Targethodoskop mit der Clustermethode (siehe Abschnitt 3.3) bestimmten Reaktionszeitpunkt und dem Treffer im Kleinwinkelhodoskop. Da bei mehreren Clustern im Targethodoskop nicht mehr zweifelsfrei entschieden werden kann, zu welchem Ereignis im Target ein Treffer im Kleinwinkelhodoskop gehört, und so die Bestimmung der Reaktionsebene verfälscht wird, werden solche Ereignisse bei der weiteren Analyse nicht berücksichtigt.

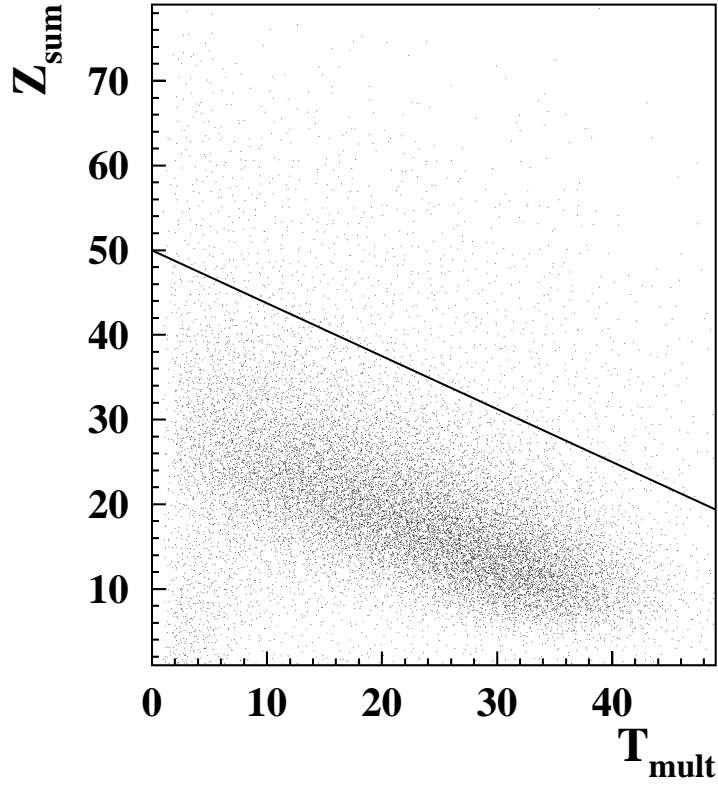


Abbildung 3.15: Die Ladungssumme der im Kleinwinkelhodoskop nachgewiesenen Spektatorfragmente in Abhängigkeit der Teilchenmultiplizität im Targethodoskop für Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV. Die Ereignisse oberhalb der eingezeichneten Linie wurden in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt, da sie von mehr als einer Reaktion im Target stammen (siehe Text).

Für die Bestimmung der Reaktionsebene werden des weiteren nur Teilchen berücksichtigt deren, aus der Flugzeit berechnete, Geschwindigkeit größer als 75% der Lichtgeschwindigkeit ist. Aus allen N über ihre Geschwindigkeit definierten Spektatorfragmenten kann nun die Ladungssumme

$$Z_{sum} = \sum_{i=1}^N Z_i^{spec} \quad (3.37)$$

gebildet werden, die mit der Zentralität des Stoßes antikorreliert ist. Bei einem zentralen Stoß gibt es wenige Spektatorfragmente und somit ist Z_{sum} klein. Dafür ist in diesem Fall die Zahl der produzierten Teilchen und somit die Multiplizität im Targethodoskop groß. Diese Antikorrelation ist für Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV in Abbildung 3.15 gezeigt.

Trotz des Verwerfens von Ereignissen mit mehr als einem Zeitcluster im Targethodoskop, also mehr als einer Reaktion im Target, gibt es eine Wahrscheinlichkeit, dass diese zwei Reaktionen zeitlich nicht mehr getrennt werden können. Diese Ereignisse führen allerdings gleichzeitig zu einer höheren Multiplizität im Targethodoskop und zu einer höheren Ladungssumme im Kleinwinkelhodoskop, die systematisch oberhalb der in Abbildung 3.15 gezeigten Antikorrelation liegen. Aus diesem Grund werden alle Ereignisse verworfen, die in dieser Abbildung oberhalb der eingezeichneten Linie liegen.

3.6.2 Symmetrisierung des Hodoskops

Im Gegensatz zu 4π -Experimenten, bei denen die Teilchenemission bezüglich der Reaktionsebene gemessen wird, wird bei Experimenten am Kaonenspektrometer das Teilchen per Definition unter einem Azimutwinkel von $\Phi = 0^\circ$ im Spektrometer gemessen. Es wird damit also die absolute Azimutverteilung der Reaktionsebene bezüglich einer Teilchenemission unter $\Phi = 0^\circ$ gemessen.

Dies hat zur Folge, dass experimentelle Probleme, die in einem bestimmten Azimutbereich auftreten, die Messung der Reaktionsebene systematisch beeinflussen. Diese systematischen Probleme sind im Falle des Kleinwinkelhodoskop die vertikale und horizontale Position des Strahls bezüglich der Symmetrieachse des Kleinwinkelhodoskop, defekte Module, die unterschiedliche horizontale und vertikale Größe und vor allem die vertikal und horizontal unterschiedliche Granularität des Kleinwinkelhodoskop.

Die horizontale Strahlposition wird schon während des Experiments durch Verfahren des Kleinwinkelhodoskop so eingestellt, dass die Strahllage möglichst horizontal zentriert ist. Dies kann für die vertikale Position nur durch Korrektur der Strahllage durchgeführt werden. Im Allgemeinen ist diese Positionierung horizontal und vertikal besser als 0.5 cm Abweichung von der Sollposition. Siehe hierzu auch den oberen Teil der Abbildung 3.16, in dem der Aufbau des Kleinwinkelhodoskop gezeigt ist. Man erkennt sehr gut die unterschiedlichen Detektorgrößen und die unterschiedliche vertikale und horizontale Granularität.

Der schwarz gezeichnete Bereich in der Mitte des Kleinwinkelhodoskop ist die Aussparung für das Strahlrohr, die schraffiert gezeichneten Module waren während des Experimentes defekt. Im unteren Teil dieser Abbildung ist die Azimutverteilung der Reaktionsebene für Reaktionstrigger gezeigt, die sich aus dieser Geometrie ergibt. Zur Bestimmung der Reaktionsebene werden die Treffer in einem Modul, aus Unkenntnis des eigentlichen Trefferortes, gleichverteilt über die Fläche des Moduls verwürfelt. Die starke Überhöhung bei -90° , was Treffern im unteren Bereich des Kleinwinkelhodoskop entspricht, resultiert aus dem, in Abbildung 3.16 gezeigten, asymmetrischen Aufbau des Hodoskops.

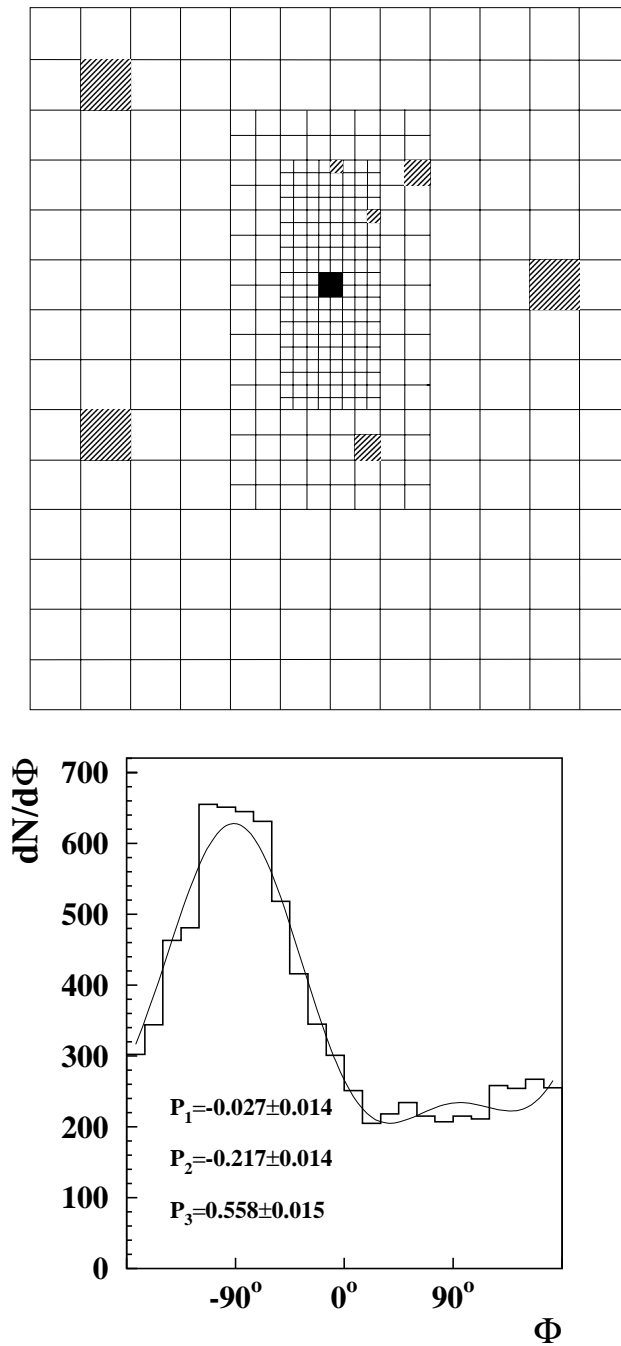


Abbildung 3.16: Der obere Teil der Abbildung zeigt schematisch den Aufbau des Kleinwinkelhodoskop mit den unterschiedlichen Detektorgößen und den ausgefallenen Modulen. Der schwarz gezeichnete Bereich in der Mitte des Kleinwinkelhodoskops ist die Aussparung für das Strahlrohr, die schraffiert gezeichneten Module waren während des Experiments defekt. Im unteren Teil ist die sich aus dieser Geometrie ergebende Verteilung der Reaktionsebene als Funktion des Azimutwinkels Φ gezeigt. Die Verteilung wurde mit Daten bestimmt, die mit dem Reaktionstrigger aufgenommen wurden. Die Parameter P_1 , P_2 und P_3 stammen aus einer Anpassung der Daten mit Funktion 3.38.

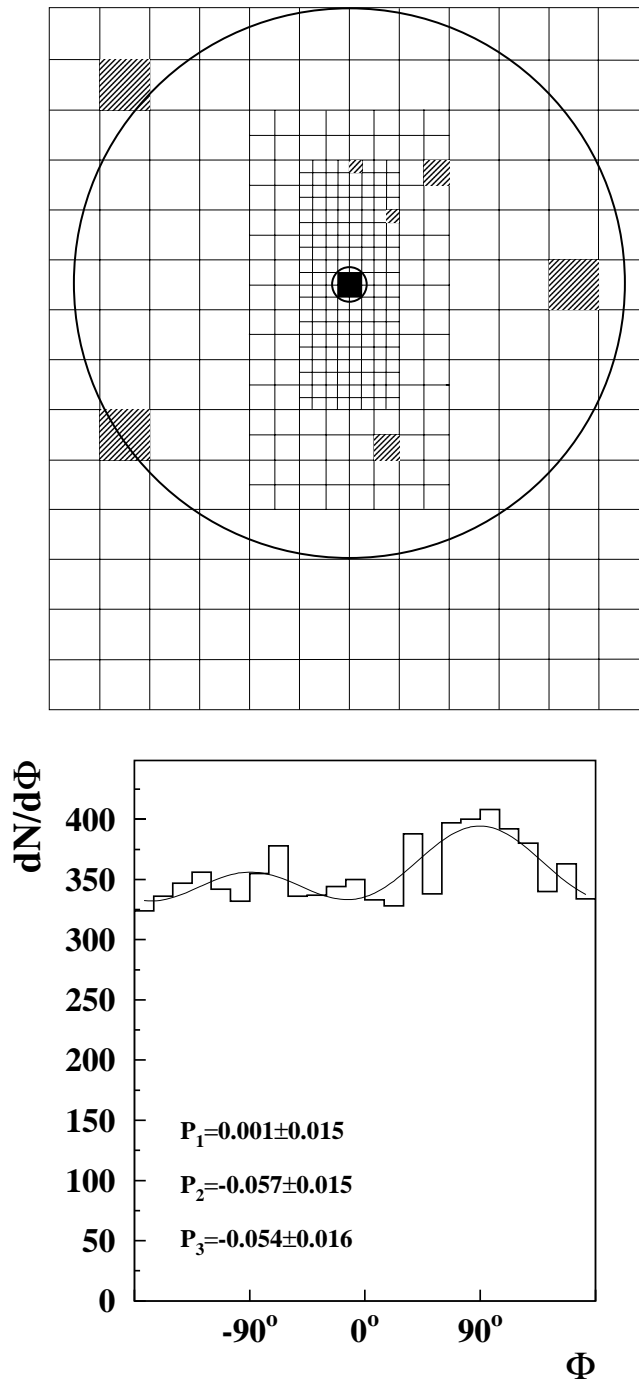


Abbildung 3.17: Der obere Teil der Abbildung zeigt die Einschränkungen in der Akzeptanz des Detektors, die in der Analyse benutzt werden. Nur der Detektorteil zwischen den beiden eingezeichneten Kreisen wird in der Analyse berücksichtigt. Im unteren Teil der Abbildung ist die Azimutverteilung der Reaktionsebene für Reaktionstriggerereignisse gezeigt, die sich bei Anwendung dieser Einschränkungen in der Analyse ergibt. Die Parameter P_1 , P_2 und P_3 stammen aus einer Anpassung der Daten mit Funktion 3.38.

Um das Hodoskop azimuthal zu symmetrisieren wird deshalb der, bei der Analyse benutzte Bereich des Kleinwinkelhodoskops, eingeschränkt. Hierdurch ändert sich die Verteilung der Reaktionsebene dramatisch. Im oberen Teil der Abbildung 3.17 sind die angewandten Einschränkungen gezeigt. Aus der totalen Akzeptanz des Kleinwinkelhodoskops wird ein Bereich ausgewählt, der azimuthal symmetrisch ist. Hierzu werden in der Analyse nur Treffer berücksichtigt, die innerhalb eines äußeren Kreises mit einem Radius von 88 cm und außerhalb eines inneren Kreises von 5.7 cm Radius liegen. Der äußere Kreis begrenzt in alle Richtungen den Bereich auf die minimale Ausdehnung des Kleinwinkelhodoskop vertikal nach oben. Der innere Kreis dient dazu Asymmetrien zu beseitigen, die durch die quadratische Aussparung für das Strahlrohr entstehen.

Da die Treffer gleichverteilt über die Modulflächen verwürfelt werden, wird ein Treffer am Rande des akzeptierten Bereichs mit einer Wahrscheinlichkeit seiner zum Kreis gehörenden Fläche in der Analyse berücksichtigt.

Im unteren Teil der Abbildung 3.17 ist der Einfluss dieser Symmetrisierung des Kleinwinkelhodoskop zu sehen. Die Asymmetrie zwischen $+90^\circ$ und -90° wird deutlich reduziert. Allerdings bleibt eine starke Asymmetrie zwischen oben/unten ($\pm 90^\circ$) und links/rechts ($0^\circ, \pm 180^\circ$) bestehen. Diese beruht auf der unterschiedlichen vertikalen und horizontalen Granularität des Kleinwinkelhodoskops.

Bis zu diesem Schritt ist die Analyse mit der in [Bri93] und [Shi98] entwickelten Analyse konsistent. In dieser wurden nun zur Korrektur ausgefallener Elemente, sieben weitere zur Fläche des ausgefallenen Moduls äquivalente Bereiche symmetrisch um die Strahlachse von der Analyse ausgeschlossen. Dies führt bei der hohen Anzahl von ausgefallenen Modulen in diesem Experiment zu einer starken Einschränkung der Detektorfläche.

Zusätzlich wurde der azimuthal asymmetrische Aufbau des Kleinwinkelhodoskops durch Zusammenfassen von mehreren kleinen, bzw. mittleren Modulen zu mittleren, bzw. großen Modulen in der Analyse weitestgehend korrigiert. Beide Korrekturen führen für das kleine Reaktionssystem Ni+Ni aber dazu, dass die Gesamtzählrate im Kleinwinkelhodoskop so klein wird, dass eine Bestimmung der Reaktionsebene nicht mehr möglich ist.

Aus diesem Grund wurde eine neue Korrekturmethode entwickelt, die auf den unter setzt gemessenen Reaktionstriggern basiert, die in den früheren Experimenten nicht zur Verfügung standen. Der Reaktionstrigger registriert lediglich, ob eine Reaktion im Target stattgefunden hat, so dass es in diesen Daten keine Vorzugsrichtung der Reaktionsebene gibt und entsprechend die Verteilung der Reaktionsebene flach sein muss. Aus dem gleichen Grund erwartet man, dass auch die Teilchenzählrate im Kleinwinkelhodoskop unabhängig vom Azimutwinkel Φ ist. Dies ist aber, wie man in Abbildung 3.18 sehen kann, für unkorrigierte Daten nicht der Fall. Die zu erkennenden Abweichungen liegen an den schon vorher beschriebenen experimentellen Problemen.

Um diese verschiedenen Einflüsse gleichzeitig korrigieren zu können, wurde die in der

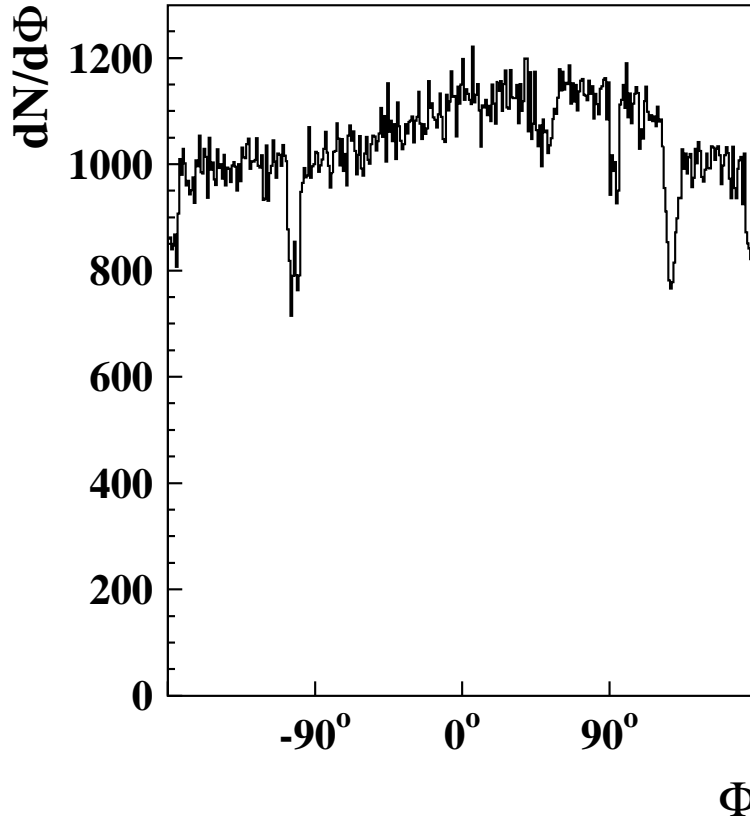


Abbildung 3.18: Zählrate der Einzeltreffer in einem Θ -Ring als Funktion des Azimutwinkels Φ . Klar zu erkennen sind neben der Asymmetrie aufgrund der Geometrie des Detektors auch die Einbrüche in der Zählrate aufgrund defekter Module.

Analyse benutzte Fläche des Kleinwinkelhodoskop in Bereiche von je $\Delta\Phi = 3^\circ$ und $\Delta\Theta = 3^\circ$ eingeteilt. Bei mit dem Reaktionstrigger aufgenommenen Daten sollte es in einem Ring der Breite $\Delta\Theta$ keinen Unterschied in der Zählrate in Abhängigkeit vom Azimut Φ geben. Um die in Abbildung 3.18 zu sehenden Abweichungen zu korrigieren wird für jeden Ring der Mittelwert gebildet und ein Wichtungsfaktor $f(\Theta, \Phi)$ bestimmt, der die einzelnen $\Delta\Phi$ Bereiche auf diesen Mittelwert korrigiert. Da diese Korrektur sowohl von der Zentralität der Reaktion als auch von der Strahlenergie, dem Laborwinkel und dem Magnetfeld abhängig ist, wurde der Korrekturfaktor $f(\Theta, \Phi)$ für alle Einstellungen separat bestimmt. Eine feinere Einteilung als $\Delta\Phi = 3^\circ$ und $\Delta\Theta = 3^\circ$ ergab keine Verbesserung der Korrektur, wohingegen eine gröbere Einteilung zu einer Verschlechterung der Korrektur führte.

Das Ergebnis der Korrektur ist in Abbildung 3.19 gezeigt. Wie man sehen kann, bleiben immer noch kleine Asymmetrien übrig, die auf die Statistik der untersetzten Reaktionstrigger zurückzuführen ist.

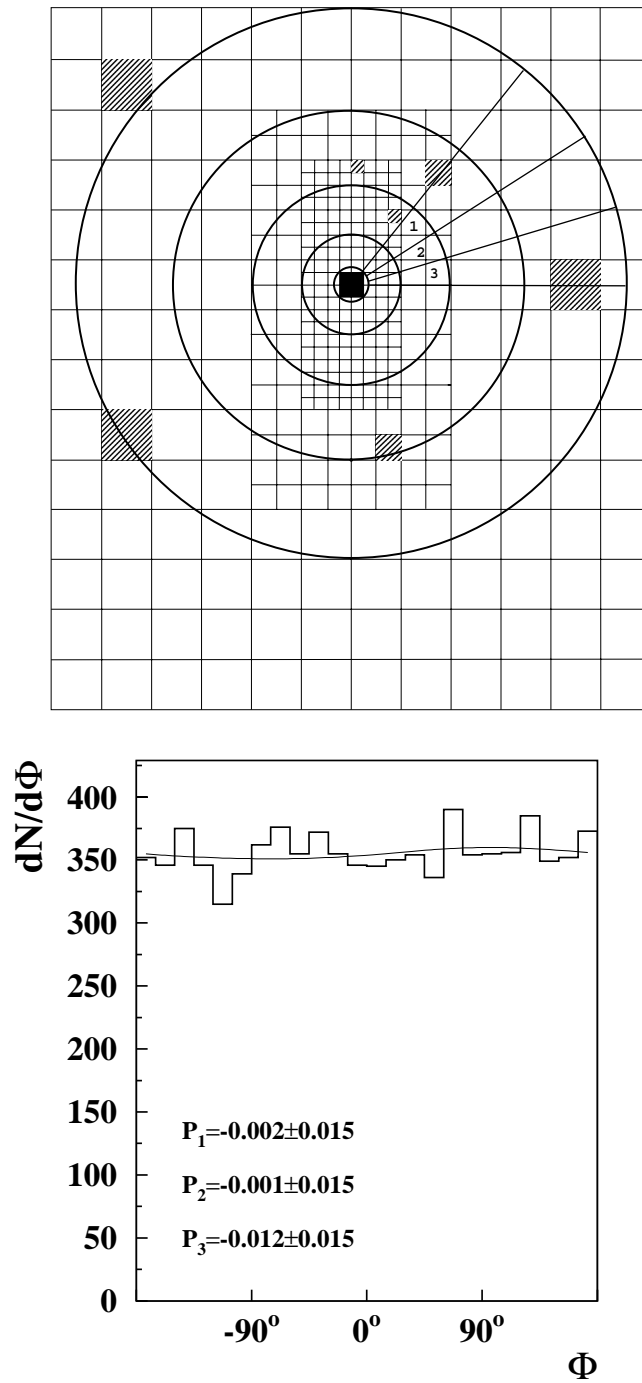


Abbildung 3.19: Der obere Teil der Abbildung zeigt die Einteilung in Θ und Φ Bereiche. Für jedes solche Element wird ein Wichtungsfaktor bestimmt, so dass die Zählrate in jedem Ring der Breite $\Delta\Theta$ für jedes Element $\Delta\Phi$ nach der Korrektur identisch ist. Im unteren Teil der Abbildung ist die Wirkung dieser Korrektur auf die Azimutverteilung der Reaktionsebene gezeigt. Die Parameter P_1 , P_2 und P_3 stammen aus einer Anpassung der Daten mit Funktion 3.38.

Aus diesem Grund werden die Azimutverteilungen der Reaktionsebene in einem letzten Schritt mit einer Funktion der Form

$$\frac{dN}{d\Phi} \sim 1 + P_1 \cdot \cos(\Phi) + P_2 \cdot \cos(2 \cdot \Phi) + P_3 \cdot \cos(\Phi + 90^\circ) \quad (3.38)$$

angepasst und die so bestimmten Parameter P_1 , P_2 und P_3 dann sowohl für eine Feinkorrektur der Reaktionstrigger-Daten, als auch der gleichzeitig gemessenen Daten zur Teilchenproduktion benutzt. Die Wirkung dieser Korrektur auf die Reaktionstrigger-Daten ist in Abbildung 3.20 zu sehen.

Bei Pionen- und Protonenmessungen wurde der gleiche Untersetzungsfaktor für den Reaktionstrigger benutzt, der auch bei den Messungen zur Kaonenproduktion benutzt wurde. Aus diesem Grund sind in den Daten zur Pionen- und Protonenproduktion zu wenig untersetzte Reaktionstrigger vorhanden, um die eben beschriebene Korrekturmethode durchführen zu können. Deshalb werden für die Untersuchung der azimutalen Emission der Pionen und Protonen untersetzte Pionen- und Protonendaten aus den Kaonendatensätzen benutzt.

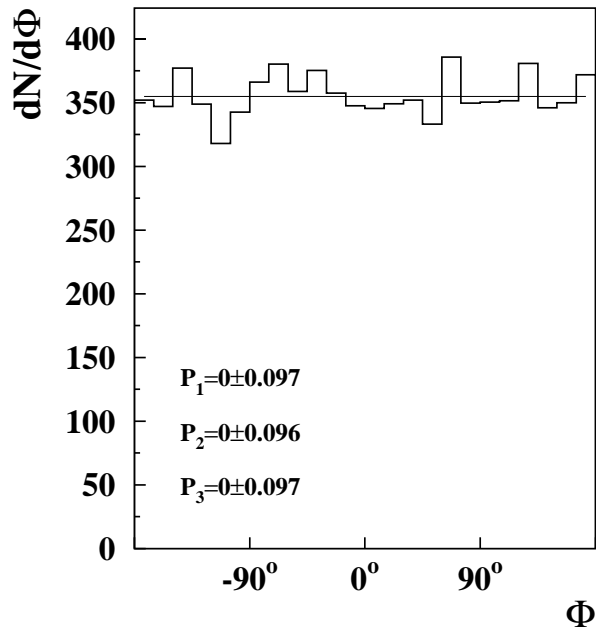


Abbildung 3.20: Azimutverteilung der Reaktionsebene nach allen Korrekturen. Die Parameter P_1 , P_2 und P_3 stammen aus einer Anpassung der Daten mit Funktion 3.38.

3.6.3 Untergrundkorrektur

Da sowohl im Bereich der Pionen-, als auch der Protonenmasse der Untergrundanteil vernachlässigbar klein ist, ist diese Korrektur nur für die Kaonendaten nötig.

Für Kaonen und Antikaonen kann der Untergrundanteil mit der in Abschnitt 3.4.3 beschriebenen Methode bestimmt und der Tabelle 3.4 entnommen werden. Da bei der Untersuchung der Korrelation zwischen produzierten Teilchen und Reaktionsebene dieser Untergrund systematisch das Ergebnis verfälschen kann, muss der Beitrag des Untergrundes bestimmt werden.

Unter der Annahme, dass die Abhängigkeit des Untergrundes vom Azimutwinkel der Reaktionsebene im Kaonenmassenbereich “ KMB ” die gleiche ist, wie in den benachbarten Massenbereichen, wird für diese Bereiche U_1 und U_2 die Verteilung der Reaktionsebene $dN/d\Phi(U_1 + U_2)$ bestimmt.

Die azimutale Verteilung der Kaonen $dN/d\Phi(K)$ ergibt sich aus der Gesamtverteilung im Kaonenmassenbereich $dN/d\Phi(KMB)$ durch Abzug der auf den Anteil des Untergrundes im Kaonenmassenbereich normierten Verteilung des Untergrundes in den benachbarten Massenbereichen $dN/d\Phi(U_1 + U_2)$ zu

$$\frac{dN}{d\Phi}(K) = \frac{dN}{d\Phi}(KMB) - \frac{N_{KMB} - N_K}{N_{U_1} + N_{U_2}} \frac{dN}{d\Phi}(U_1 + U_2) \quad . \quad (3.39)$$

Hierbei ist N_K die Anzahl der Kaonen in Kaonenmassenbereich, N_{KMB} die Gesamtzahl von Ereignissen im Kaonenmassenbereich (siehe Abschnitt 3.4.3) und $N_{U_{1,2}}$ die Anzahl der Ereignisse in den beiden dem Kaonenmassenbereich benachbarten Massenbereichen.

3.6.4 Auflösung der Reaktionsebene

Aufgrund der begrenzten Akzeptanz und Granularität ist die Auflösung des Kleinwinkelhodoskops beschränkt, und man wird im allgemeinen nicht die wahre Reaktionsebene messen. Diese Auflösung wird mit Hilfe der im folgenden beschriebenen Methode bestimmt und die Ergebnisse entsprechend korrigiert.

Zur Bestimmung der Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung werden die zu einem Ereignis gehörenden Treffer im Kleinwinkelhodoskop in zwei gleichgroße Unterereignisse aufgeteilt und für diese jeweils separat die Reaktionsebene bestimmt. Je besser die Reaktionsebene bestimmt ist, desto kleiner wird der aus diesen beiden Unterereignissen bestimmte Differenzwinkel $\Delta\Phi_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$ zwischen den beiden Reaktionsebenen sein. Dieser so bestimmte Differenzwinkel $\Delta\Phi_{12}$ entspricht allerdings nicht dem Differenzwinkel $\Delta\Phi = \Phi_{wahr} - \Phi_{exp}$ zwischen der experimentell gemessenen Reaktionsebene Φ_{exp} und der wahren Reaktionsebene Φ_{wahr} , da einerseits bei der Bestimmung

von $\Delta\Phi_{12}$ beide Unterereignisse fluktuieren, wohingegen bei der Bestimmung von $\Delta\Phi$ nur Φ_{exp} fluktuiert. Andererseits steht bei der Bestimmung von Φ_1 und Φ_2 jeweils nur die Hälfte der Statistik zur Verfügung.

Aus der Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(|\Delta\Phi_{12}|)$ kann allerdings mit Hilfe eines in [Bri96] entwickelten Verfahrens die wirkliche Auflösung der Reaktionsebene bestimmt und die Daten entsprechend korrigiert werden. Dies wird in zwei Schritten durchgeführt. Zuerst wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation, die die Geometrie des Kleinwinkelhodoskops enthält und an die experimentellen Gegebenheiten (Treffermultiplizität, Teilchenimpuls im Kleinwinkelhodoskop etc.) angepasst ist, die experimentelle Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(|\Delta\Phi_{12}|)$ wie in Abbildung 3.21 gezeigt reproduziert.

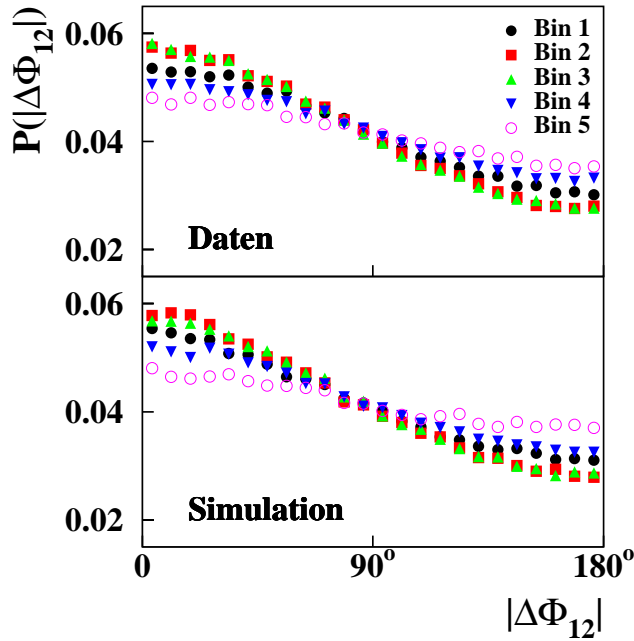


Abbildung 3.21: Wahrscheinlichkeitsverteilung $P(\Delta\Phi_{12})$ des Differenzwinkels $\Delta\Phi_{12} = \Phi_1 - \Phi_2$. Die Reaktionsebenen Φ_1 und Φ_2 werden durch Aufteilung der Treffer eines Ereignisses in zwei Unterereignisse berechnet. Der obere Teil der Abbildung zeigt getrennt für fünf Zentralitätsklassen (‘‘Bin 1’’ (peripher) bis ‘‘Bin 5’’ (zentral)) die aus Daten bestimmten Verteilungen. Der untere Teil zeigt die entsprechenden simulierten Verteilungen.

Da in der Simulation die wahre Reaktionsebene Φ_{wahr} bekannt ist und die gemessene Reaktionsebene wie im Experiment bestimmt wird, kann so die Auflösung $\Delta\Phi$ bestimmt werden.

In Tabelle 3.9 sind nicht nur die experimentelle und die mit der Simulation bestimmte mittlere Differenz zwischen den beiden Unterereignissen $\langle\Delta\Phi_{12}^2\rangle_{Data}^{1/2}$ und $\langle\Delta\Phi_{12}^2\rangle_{Sim.}^{1/2}$,

Zentralitätsklasse	$\langle \Delta\Phi_{12}^2 \rangle_{Data}^{1/2}$	$\langle \Delta\Phi_{12}^2 \rangle_{Sim}^{1/2}$	$\langle \Delta\Phi^2 \rangle_{Sim}^{1/2}$	$\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$	$\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$
1	$93.8^\circ \pm 0.7^\circ$	94.7°	65.9°	0.54	0.21
2	$91.3^\circ \pm 0.6^\circ$	92.1°	61.4°	0.59	0.25
3	$90.8^\circ \pm 0.5^\circ$	92.1°	61.3°	0.59	0.24
4	$94.2^\circ \pm 0.6^\circ$	96.8°	70.9°	0.48	0.16
5	$97.6^\circ \pm 0.8^\circ$	99.0°	77.2°	0.40	0.11

Tabelle 3.9: Auflösung der Reaktionsebene von zwei Unterereignissen $\langle \Delta\Phi_{12}^2 \rangle^{1/2}$ für Daten und Simulation, sowie die mit Hilfe der Simulation bestimmte Abweichung der wahren von der experimentell bestimmten Reaktionsebene $\langle \Delta\Phi^2 \rangle^{1/2}$. Die statistischen Fehler der Simulation sind vernachlässigbar. $\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle$ und $\langle \cos(2\Delta\Phi) \rangle$ sind die mit der Simulation bestimmten Korrekturparameter der Koeffizienten v_1 und v_2 .

sowie die mittlere Differenz $\langle \Delta\Phi^2 \rangle^{1/2}$ in der Simulation zwischen wahrer und mit experimentellen Methoden bestimmten Orientierung der Reaktionsebene angegeben. Zusätzlich sind auch die Korrekturparameter angegeben, die sich auf folgende Weise ergeben.

Gegeben durch die Auflösung der Reaktionsebene wird das Signal systematisch verschmiert und entsprechend schwächer, als es in Wirklichkeit ist. Um das Flußverhalten zu beschreiben, werden die gemessenen Verteilungen im allgemeinen mit einer Funktion des Typs

$$\frac{dN}{d\Phi} \sim 1 + 2 \cdot v'_1 \cdot \cos(\Phi) + 2 \cdot v'_2 \cdot \cos(2 \cdot \Phi) \quad (3.40)$$

beschrieben. Hierbei ist v'_1 , wie in Kapitel 1 beschrieben der gerichtete Fluss in die Reaktionsebene und v'_2 der elliptische Fluss. Die aus der Anpassung erhaltenen Werte v'_1 und v'_2 können nach [Dem90] auf folgende Weise korrigiert werden.

$$v_1 = \frac{v'_1}{\langle \cos(\Delta\Phi) \rangle} \quad (3.41)$$

$$v_2 = \frac{v'_2}{\langle \cos(2 \cdot \Delta\Phi) \rangle} \quad (3.42)$$

$$\left(\frac{dN}{d\Phi} \right)^{korr} \sim 1 + 2 \cdot v_1 \cdot \cos(\Phi) + 2 \cdot v_2 \cdot \cos(2 \cdot \Phi) \quad (3.43)$$

Alle in dieser Arbeit angegebenen Werte für v_1 und v_2 sind mit der Funktion 3.40 angepasst und mit Hilfe der Funktionen 3.41 und 3.42 bezüglich der Auflösung der Reaktionsebene korrigiert worden.

Kapitel 4

Ergebnisse

4.1 Kinematische Bereiche des Experiments

In den Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 sind die abgedeckten kinematischen Bereiche für Kaonen, Pionen und Protonen für die verschiedenen gemessenen Laborwinkel Θ_{lab} bei allen drei Strahlenergien als Funktion der normierten Rapidität y/y_{proj} und des Transversalimpulses p_t gezeigt. Die eingezeichneten gestrichelten Linien stellen Bereiche konstanten Impulses (horizontal) bzw. konstanten Emissionswinkels (vertikal) im Schwerpunktsystem¹ dar. Der Abstand der Linien beträgt $\Delta\Theta_{cm} = 10^\circ$ für den Emissionswinkel, bzw. 0.1 GeV/c für den Impuls.

Der Transversalimpuls p_t ist hierbei die Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung. Die Rapidität y ist ein Maß für die longitudinale Geschwindigkeit und folgendermaßen definiert

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + (p_{||} \cdot c)}{E - (p_{||} \cdot c)} \right) \quad , \quad (4.1)$$

mit der Gesamtenergie E und der Impulskomponente $p_{||} = p \cdot \cos(\Theta)$ parallel zur Strahlrichtung. Die Rapidität ist bis auf eine Ursprungsverschiebung invariant unter der Lorentztransformation. Durch dieses Verhalten unter der Lorentztransformation gilt für symmetrische Systeme mit ruhendem Target, dass sich im Laborsystem das Schwerpunktsystem mit der halben Strahlrapidity bewegt

$$y_{cm} = \frac{y_{proj}}{2} \quad . \quad (4.2)$$

¹Das Schwerpunktsystem (center of momentum) ist so definiert, dass dort die Summe aller Impulse $\sum_i p_i^{cm} = 0$ verschwindet. Es wird in den folgenden Formeln mit cm bezeichnet.

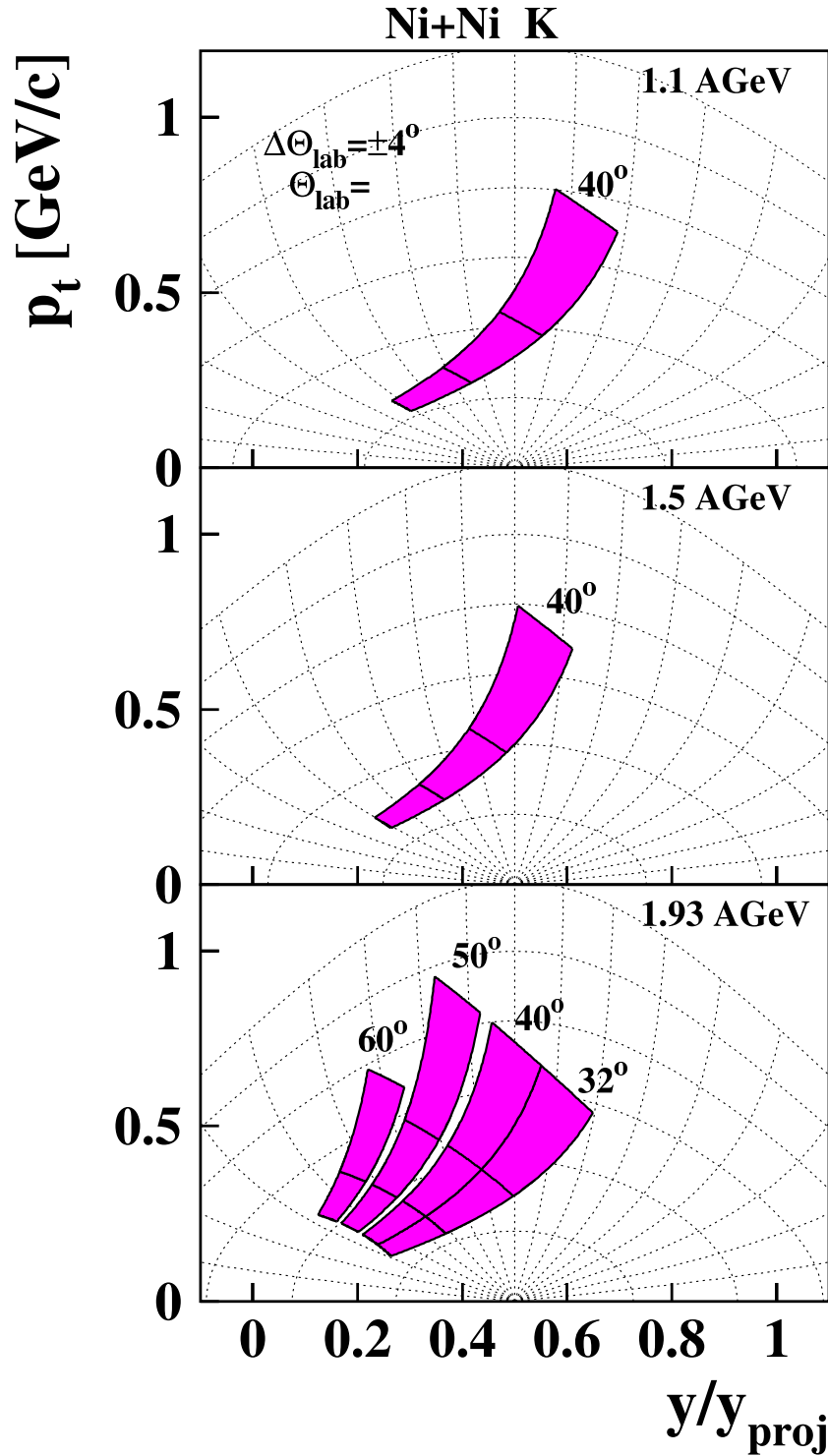


Abbildung 4.1: Durch die Messungen abgedeckte kinematische Bereich für K^+ für die verschiedenen gemessenen Strahlenergien. Der gemessene kinematische Bereich der K^- unterscheidet sich von dem der K^+ nur bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV. Dort wurde die Einstellung $\Theta_{\text{lab}} = 50^\circ$, $B_{\text{Dipol}} = 1.4$ T für die K^- nicht gemessen.

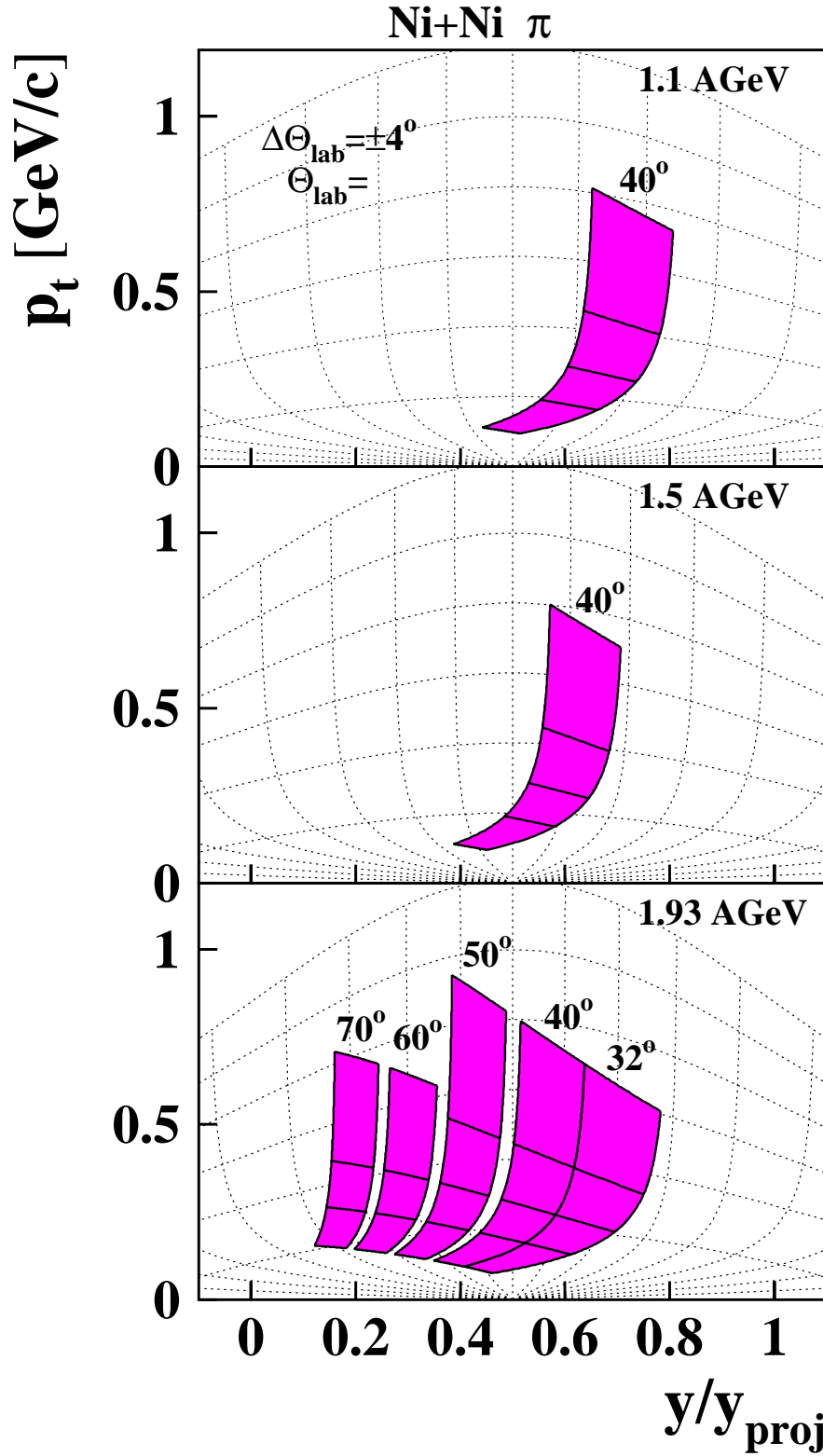


Abbildung 4.2: Durch die Messungen abgedeckte kinematische Bereiche für π^+ bei den verschiedenen Strahlenergien. Für π^- existiert keine Messung bei 1.1 AGeV.

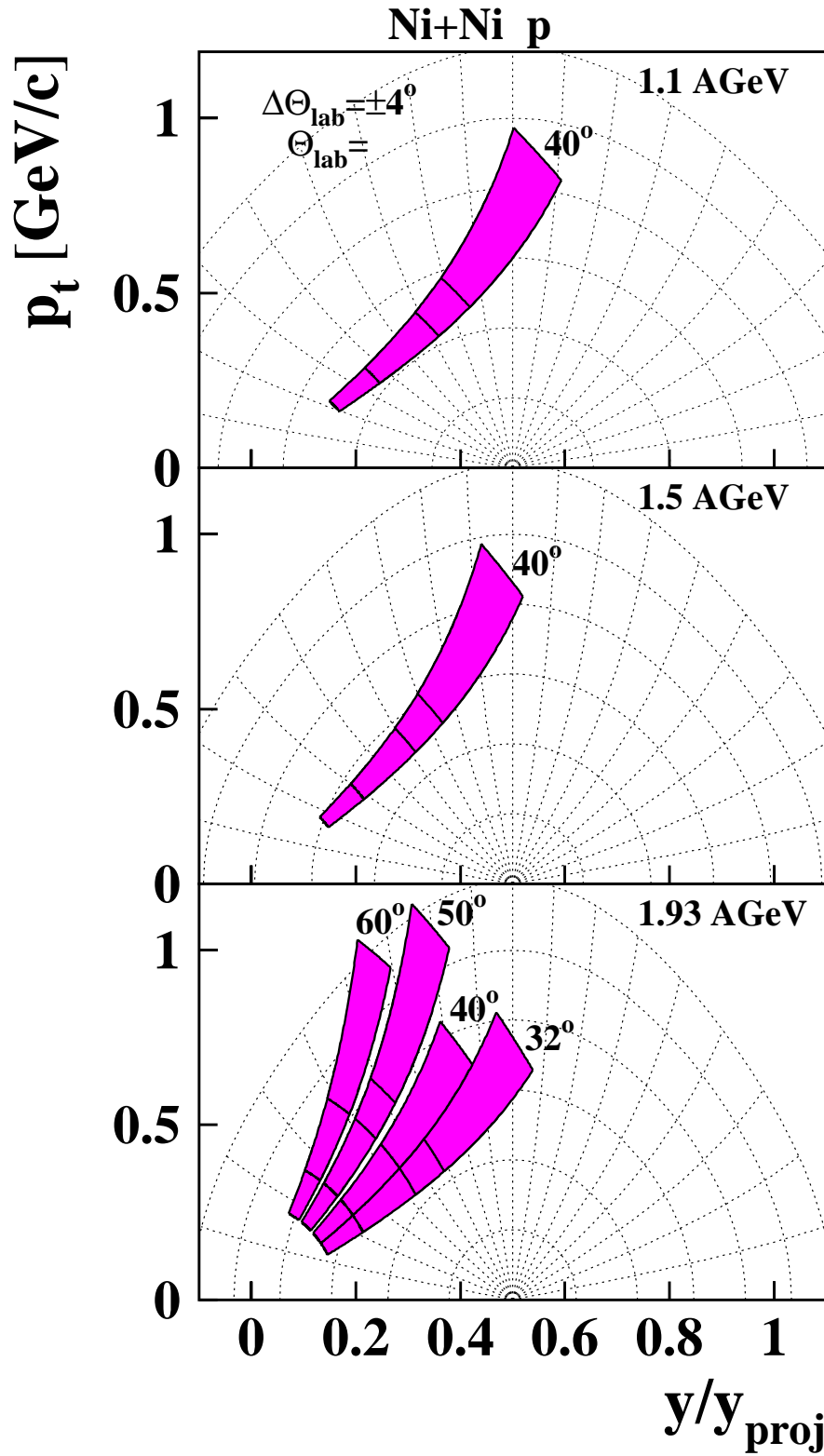


Abbildung 4.3: Durch die Messungen abgedeckte kinematische Bereiche für Protonen bei den verschiedenen Strahlenergien.

Weitere wichtige kinematische Größen sind die Geschwindigkeiten β und die Lorentzfaktoren γ für das Schwerpunkts- und das Laborsystem. Sie sind definiert als

$$\beta = \frac{p \cdot c}{E} \quad , \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (4.3)$$

und zusammen mit der Rapidität in Tabelle 4.1 angegeben.

E_{kin}^{proj} [AGeV]	β_{proj}	γ_{proj}	y_{proj}	β_{cm}	γ_{cm}	y_{cm}
1.1	0.89	2.17	1.141	0.61	1.26	0.71
1.5	0.92	2.60	1.609	0.67	1.34	0.81
1.93	0.95	3.06	1.783	0.71	1.42	0.89

Tabelle 4.1: Kinematische Größen des Experiments

4.2 Inklusive differentielle Wirkungsquerschnitte

4.2.1 Im Laborsystem

Abbildung 4.4 zeigt die inklusiven², doppelt-differentiellen Produktionswirkungsquerschnitte für Kaonen als Funktion ihres Impulses im Laborsystem. Von oben nach unten sind für die drei Strahlenergien 1.1, 1.5 und 1.93 AGeV die jeweils gemessenen Laborwinkel gezeigt. Die Bestimmung dieser Produktionswirkungsquerschnitte ist ausführlich in Abschnitt 3.5 beschrieben. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen an die Experimentdaten dar, die in Abschnitt 4.4 diskutiert werden. Die eingezeichneten Fehlerbalken stellen nur den impulsabhängigen, statistischen Fehler und den systematischen Fehler dar, der durch den Untergrundabzug im Bereich der Kaonenmasse entsteht. Nicht eingezeichnet ist ein impulsunabhängiger systematischer Fehler, der für Kaonen 10%, für Pionen und Protonen jeweils 9% beträgt (siehe Abschnitt 3.5.4). Die Abbildungen 4.5, 4.6, 4.7 und 4.8 zeigen die entsprechenden doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für K^- , π^- , π^+ und Protonen.

4.2.2 Im Schwerpunktssystem

Die im Labor gemessenen Daten werden ins Schwerpunktssystem transformiert und dort die lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte als Funktion der kinetischen Energie dargestellt. Diese Art der Darstellung zeichnet sich dadurch aus, dass die lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte unabhängig vom Bezugssystem sind. Auf diese Weise

²Inklusiv bedeutet im folgenden, dass bei der Auswertung der Daten keine Selektion auf die Zentralität des Schwerionenstoßes gemacht wurde.

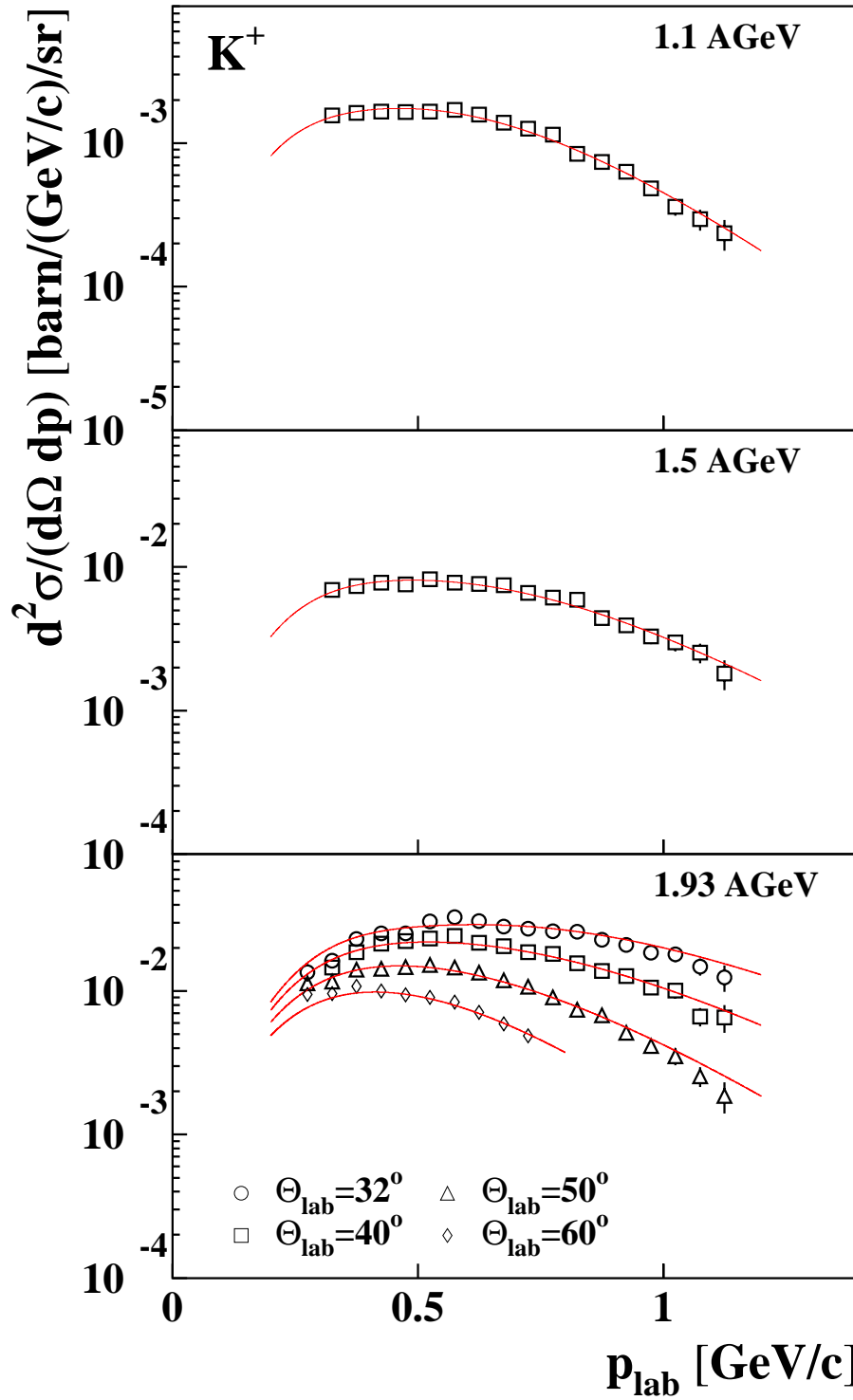


Abbildung 4.4: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Labo-rimpulses für K^+ . Gezeigt sind die bei jeder Strahlenergie gemessenen Laborwinkel. Die Linien stellen simultane Anpassungen nach 4.18 an die Daten dar (siehe hierzu Abschnitt 4.4).

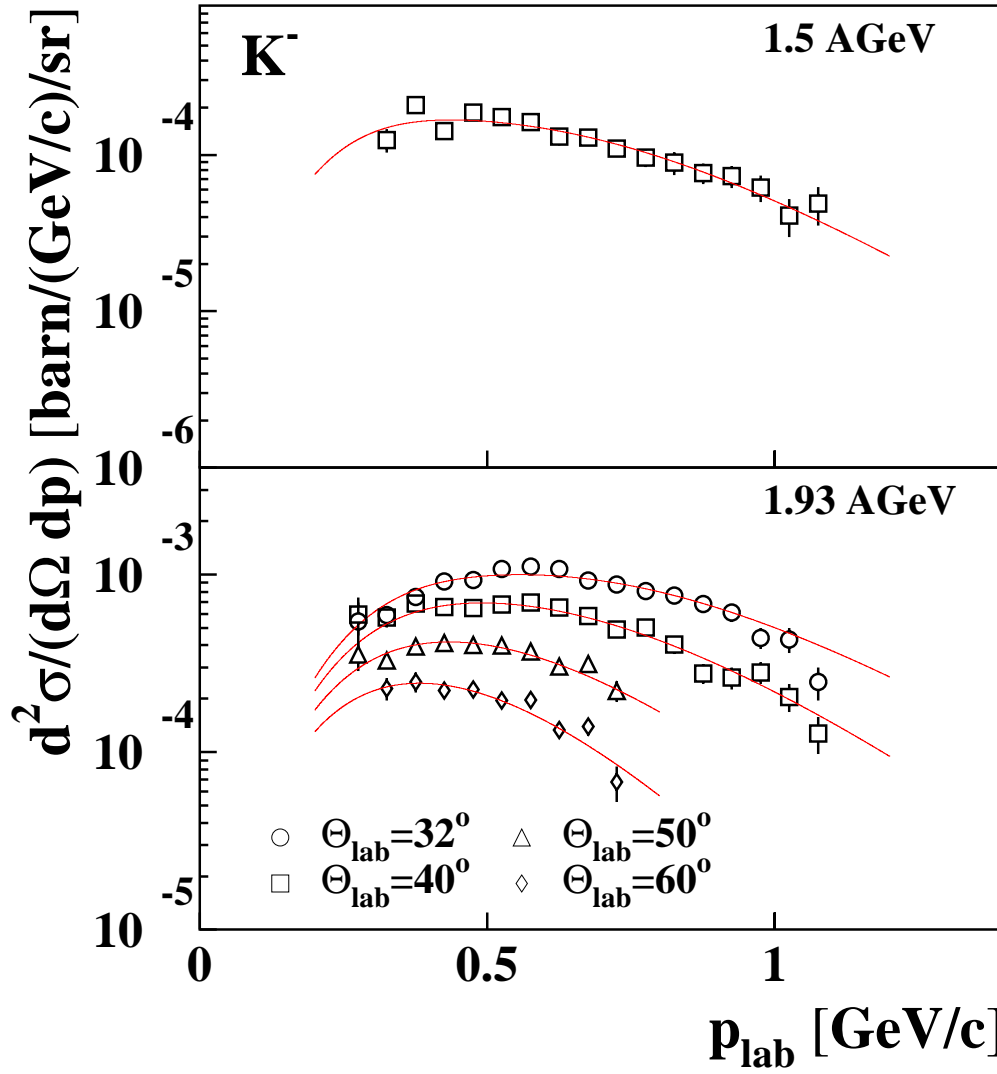


Abbildung 4.5: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Labo-rimpulses für K^- . Die Linien stellen simultane Anpassungen nach 4.18 dar (siehe hierzu Abschnitt 4.4).

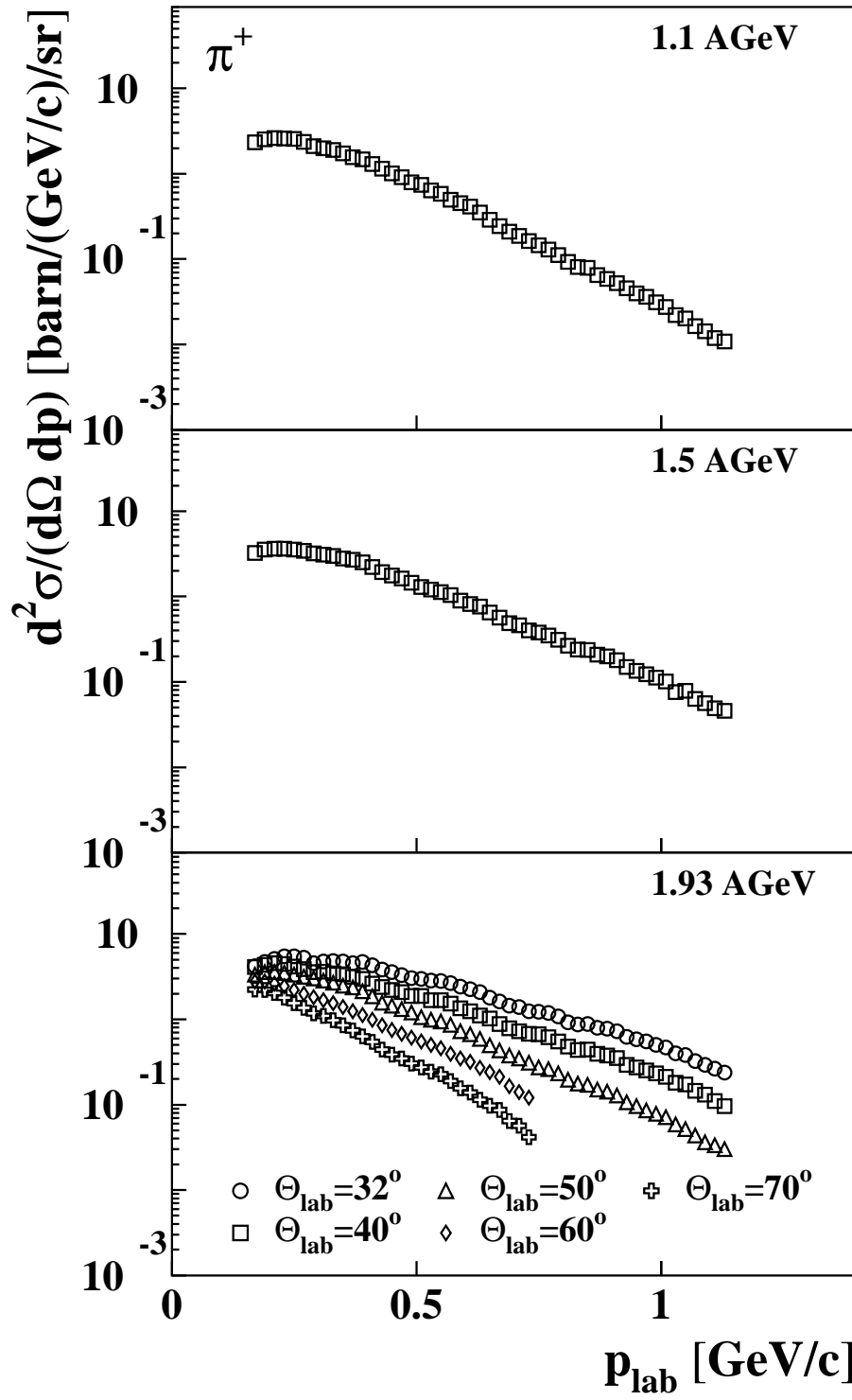


Abbildung 4.6: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Labo-
rimpulses für π^+ .

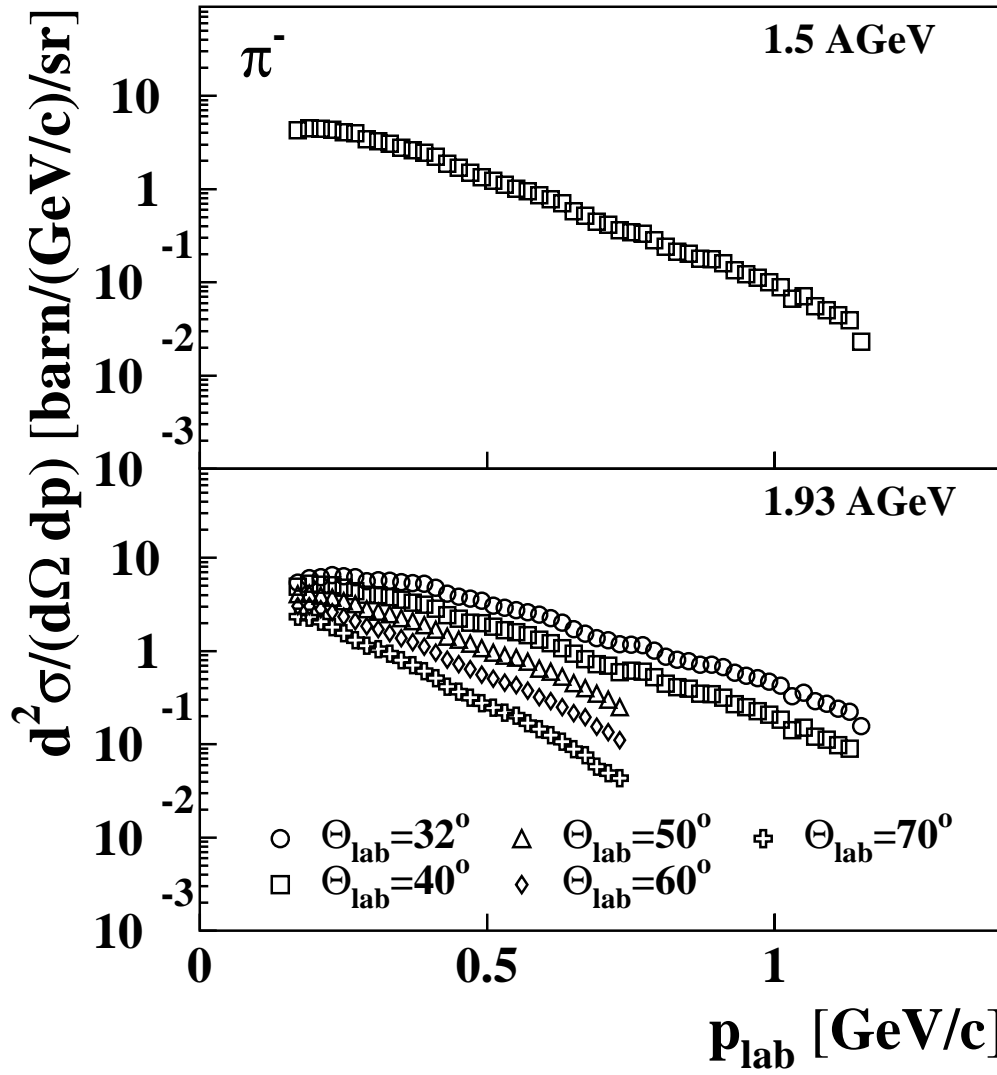
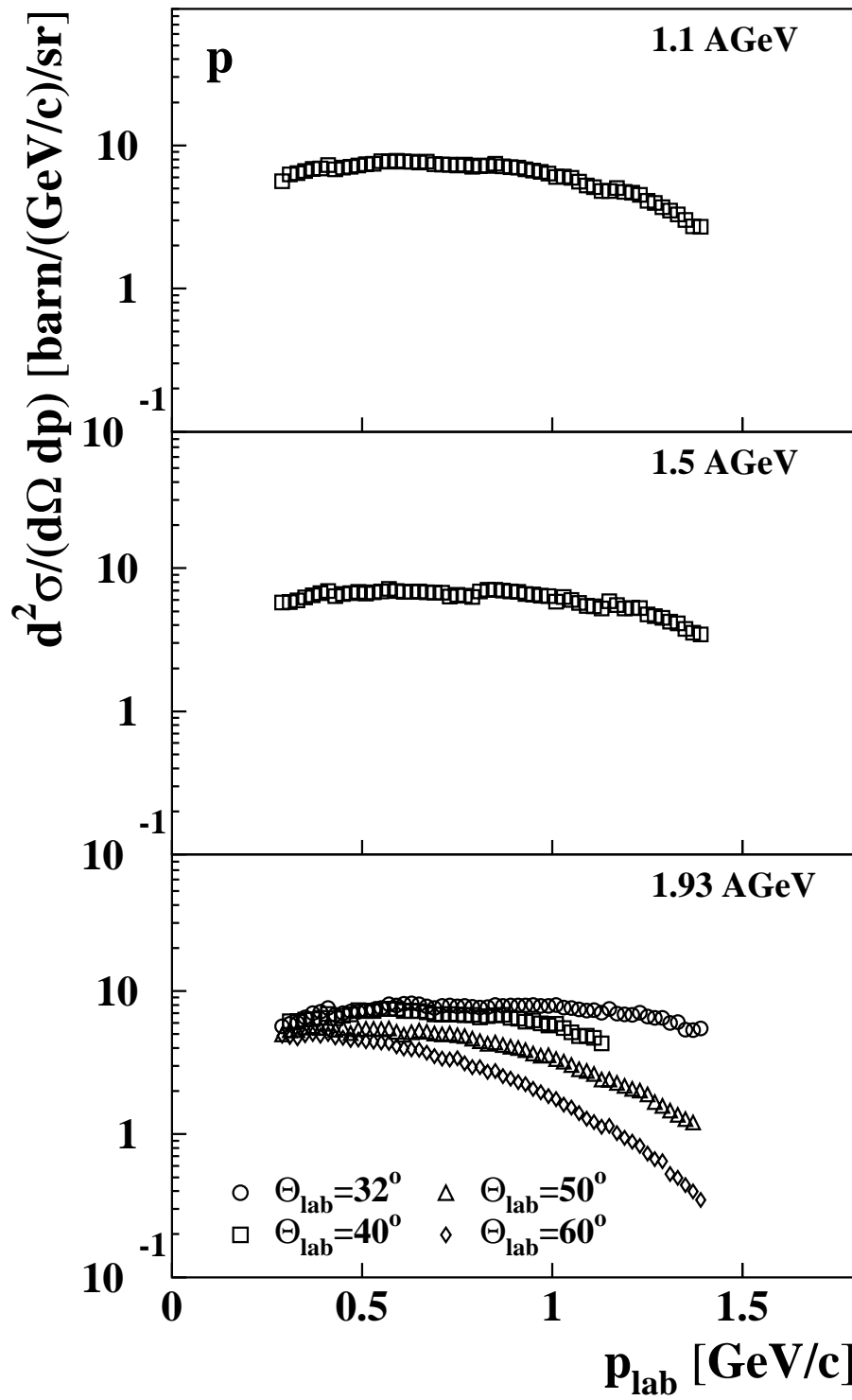


Abbildung 4.7: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Labo-
rimpulses für π^- .



*Abbildung 4.8: Doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitte als Funktion des Labo-
rimpulses für Protonen.*

lassen sich bei verschiedenen Laborwinkeln und Energien gemessene Daten miteinander vergleichen. Die Lorentztransformation des Vierer-Energie-Impulsvektors (E, \vec{p}) eines Teilchens aus dem Laborsystem in das Schwerpunktssystem ist durch

$$\begin{pmatrix} E \\ p_{||} \\ p_t \end{pmatrix}_{cm} = \begin{pmatrix} \gamma_{cm} & -\gamma_{cm}\beta_{cm} & 0 \\ -\gamma_{cm}\beta_{cm} & \gamma_{cm} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_{||} \\ p_t \end{pmatrix}_{lab} \quad (4.4)$$

gegeben. Hierbei ist β_{cm} die Geschwindigkeit des Schwerpunktssystems in Richtung der Strahlachse und γ_{cm} der entsprechende Lorentzfaktor, p_t und $p_{||}$ sind die Impulskomponenten senkrecht bzw. parallel zur Strahlachse. Der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktssystem kann aus dem Wirkungsquerschnitt im Laborsystem mittels des lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitt bestimmt werden

$$\sigma_{inv} = E_{cm} \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{cm} = E_{lab} \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{lab} \quad (4.5)$$

Mit der Zerlegung

$$d^3p = dp_x dp_y dp_z = p^2 dp \sin(\Theta) d\Theta d\Phi = p^2 dp d\Omega \quad (4.6)$$

ergibt sich

$$E_{cm} \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{cm} = \frac{E_{lab}}{(p_{lab} \cdot c)^2} \left(\frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \right)_{lab} \quad (4.7)$$

Wie man aus den Abbildungen 4.1-4.3 entnehmen kann, stammen die unter einem festen Laborwinkel gemessenen Daten aus verschiedenen Winkelbereichen im Schwerpunktssystem. Dieser kann folgendermaßen bestimmt werden

$$\cos(\Theta_{cm}) = \frac{p_{||}^{cm}}{p^{cm}} = \frac{\gamma_{cm}((p_{||}^{lab} \cdot c) - \beta_{cm} E_{lab})}{\sqrt{E_{cm}^2 - (m \cdot c^2)^2}} \quad (4.8)$$

mit

$$E_{cm} = \gamma_{cm}(E_{lab} - \beta_{cm} \cdot (p_{||}^{lab} \cdot c)) \quad (4.9)$$

und

$$E_{lab} = \sqrt{(p_{lab} \cdot c)^2 + (m \cdot c^2)^2} \quad , \quad p_{||}^{lab} = p_{lab} \cos(\Theta_{lab}) \quad (4.10)$$

ergibt sich

$$\Theta_{cm} = \arccos \left(\frac{\gamma_{cm} \left(p_{lab} \cdot c \cdot \cos(\Theta_{lab}) - \beta_{cm} \sqrt{(p_{lab} \cdot c)^2 + (m \cdot c^2)^2} \right)}{\sqrt{\gamma_{cm}^2 \left(\sqrt{(p_{lab} \cdot c)^2 + (m \cdot c^2)^2} - \beta_{cm} \cdot p_{lab} \cdot c \cdot \cos(\Theta_{lab}) \right)^2 - (m \cdot c^2)^2}} \right) \quad (4.11)$$

Eine eventuell vorhandene polar anisotrope Teilchenemission ist für ein massensymmetrisches Stoßsystem symmetrisch um $\Theta_{cm} = 90^\circ$. Um eine von einer anisotropen Teilchenemission unbeeinflusste Verteilung zu erhalten, werden für die Kaonen aus den gemessenen Verteilungen Bereiche ausgewählt, die in einer Umgebung von $\Delta\Theta_{cm} = \pm 10^\circ$ um $\Theta_{cm} = 90^\circ$ liegen und zu einer neuen Verteilung zusammengefasst. Für die Pionen wird aufgrund der unterschiedlichen Kinematik ein Bereich von $\Delta\Theta_{cm} = \pm 20^\circ$ um $\Theta_{cm} = 90^\circ$ gewählt. Diese Verteilungen sind in den Abbildungen 4.9 bis 4.12 für die verschiedenen Teilchensorten und Strahlenergien gezeigt. Zur besseren Übersicht wurden bei den Pionen die verschiedenen Strahlenergien mit den angegebenen Faktoren skaliert. An die Verteilungen wurden jeweils Maxwell-Boltzmann-Verteilungen

$$E \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{cm} = C \cdot E_{cm} \cdot \exp\left(-\frac{E_{cm}}{T}\right) \quad (4.12)$$

mit den freien Parametern C und T angepasst. Der Parameter T wird im folgenden als Steigungsparameter bezeichnet. Bei Gleichung 4.12 und bei allen folgenden Gleichungen wird der Boltzmanfaktor $k_B = 1$ gesetzt.

Bei den Pionendaten wurde diese Funktion nur an den hochenergetischen ($E_{kin}^{cm} > 0.4$ GeV) Teil der Daten angepasst. Diese Anpassung ist als gestrichelte Linie dargestellt. Wie deutlich zu erkennen ist, kann diese Funktion nur einen Teil der Daten beschreiben. Die durchgezogene Linie stellt eine Anpassung der Funktion 4.13 an die Daten dar (siehe weiter unten).

Die Anpassungsparameter, die sich aus den Anpassungen mit Funktion 4.12 an die in Abbildungen 4.9 und 4.10 gezeigten Kaonendaten ergeben, sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst. Die Anpassungsparameter, die sich für die Anpassung von Funktion 4.12 an den hochenergetischen Teil ($E_{kin}^{cm} > 0.4$ GeV) der Pionendaten ergeben, sind in Tabelle 4.3 angeführt. Zusätzlich dazu sind die Steigungsparameter in Abbildung 4.13 gezeigt.

Dargestellt sind hier die Steigungsparameter T für K^+ als ausgefüllte Kreise und K^- als offene Kreise. Deutlich zu erkennen ist ein Anstieg von T mit zunehmender Strahlenergie für K^+ , wohingegen T für K^- im Rahmen der Fehler konstant bleibt. Auch für den hochenergetischen Teil der Pionen (Quadrate) ist ein Anstieg von T mit zunehmender Strahlenergie zu erkennen.

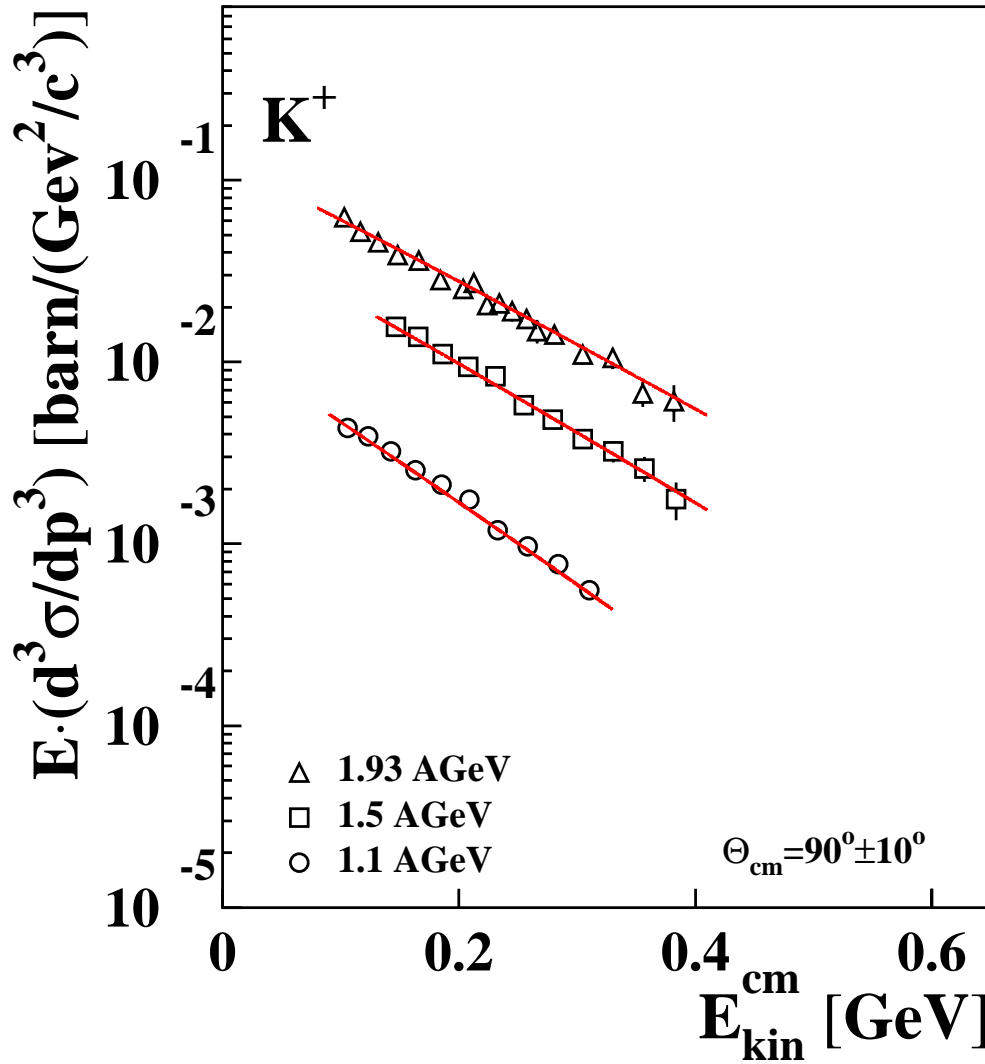


Abbildung 4.9: Invarianter Wirkungsquerschnitt für K^+ bei $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 10^\circ$ als Funktion von E_{kin}^{cm} für alle drei gemessenen Strahlenergien von 1.1, 1.5 und 1.93 AGeV. Die Linien stellen Anpassungen mit Funktion 4.12 dar. Die sich aus der Anpassung ergebenden Parameter sind in Tabelle 4.2 angegeben.

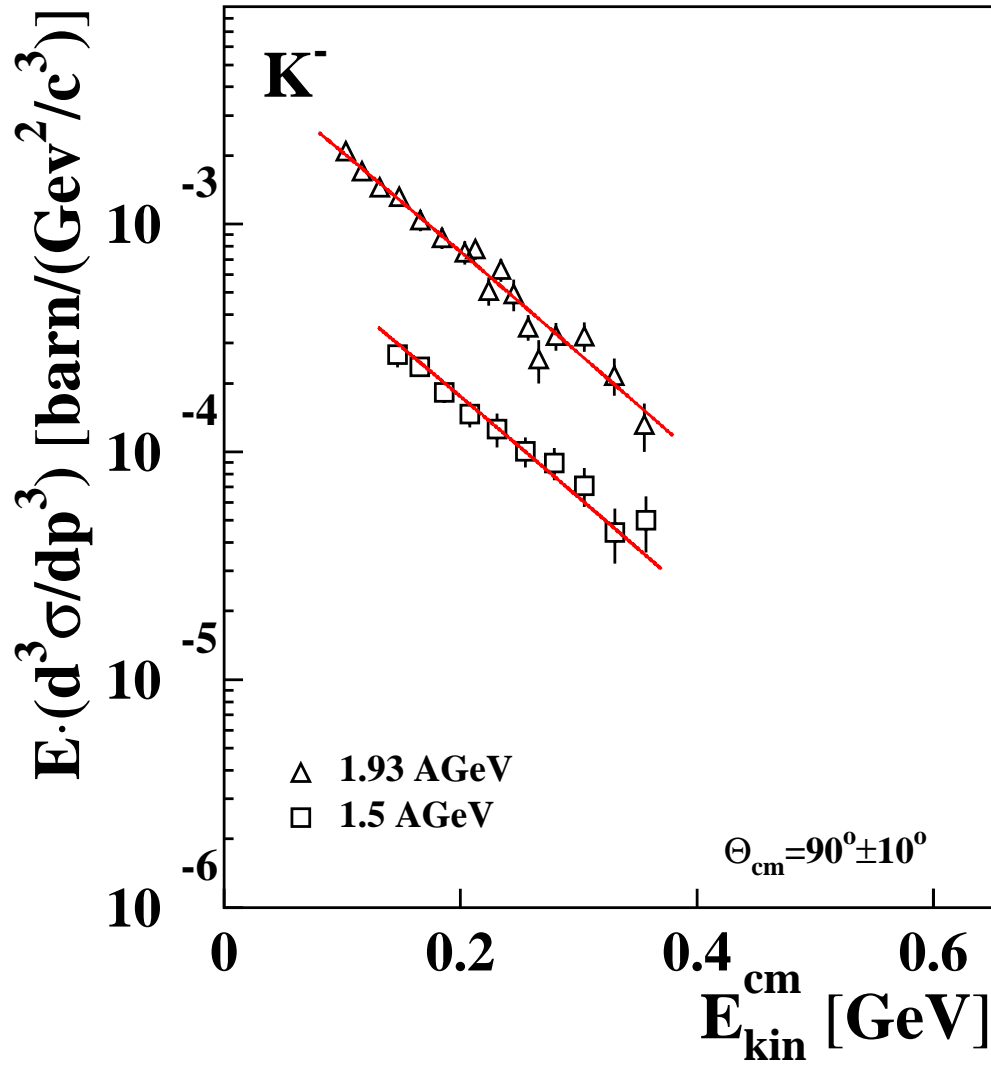


Abbildung 4.10: Invarianter Wirkungsquerschnitt für K^- bei $\Theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 10^\circ$ als Funktion von $E_{\text{kin}}^{\text{cm}}$ für die beiden gemessenen Strahlenergien von 1.5 und 1.93 AGeV. Die Linien stellen Anpassungen mit Funktion 4.12 dar. Die entsprechenden Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.2 angegeben.

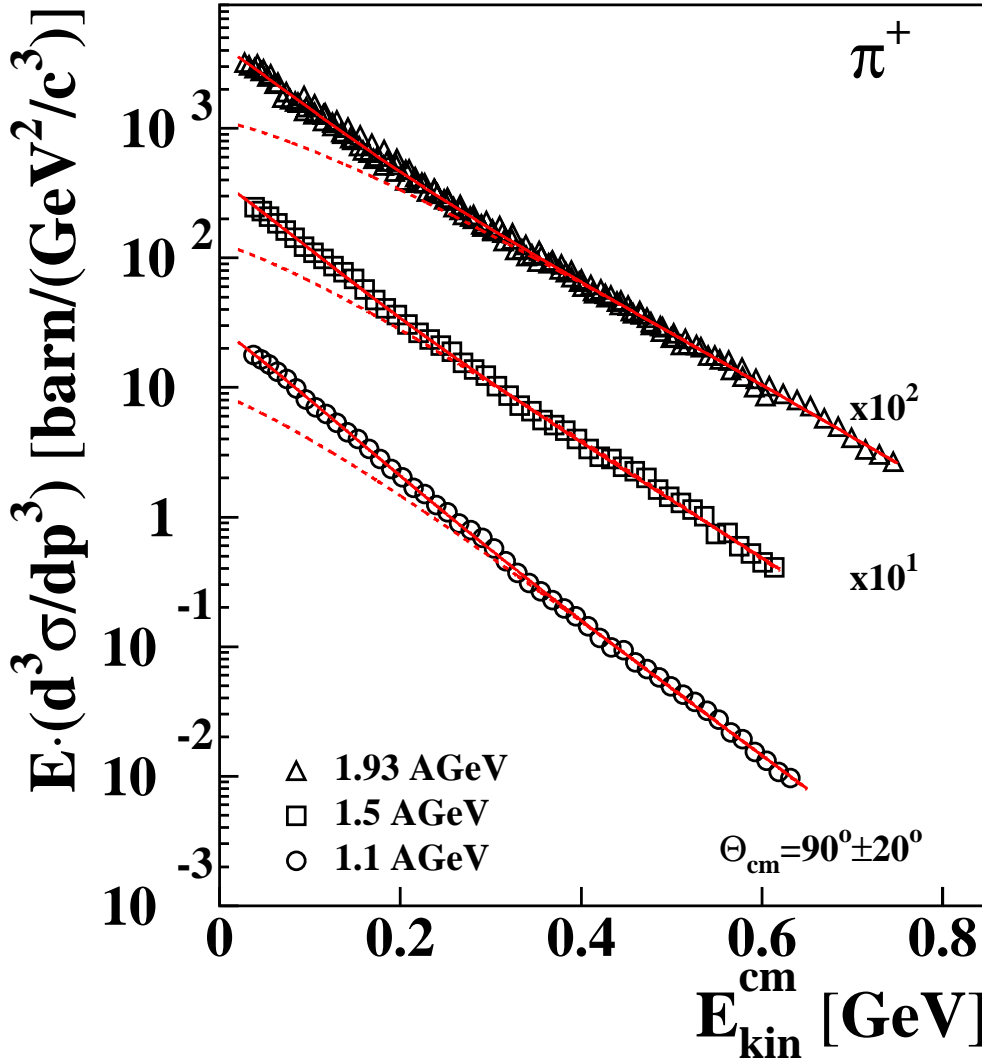


Abbildung 4.11: Invarianter Wirkungsquerschnitt für π^+ bei $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 20^\circ$ als Funktion von E_{kin}^{cm} für alle drei gemessenen Strahlenergien von 1.1, 1.5 und 1.93 AGeV. Die Daten sind zur besseren Darstellung mit den angegebenen Faktoren skaliert. Die gestrichelten Linien stellen Anpassungen mit 4.12 an den hochenergetischen Teil der Pionendaten dar. Die sich dabei ergebenden Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.3 angegeben. Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen mit Funktion 4.13 an die kompletten Verteilungen dar. Die sich ergebenden Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.4 angegeben.

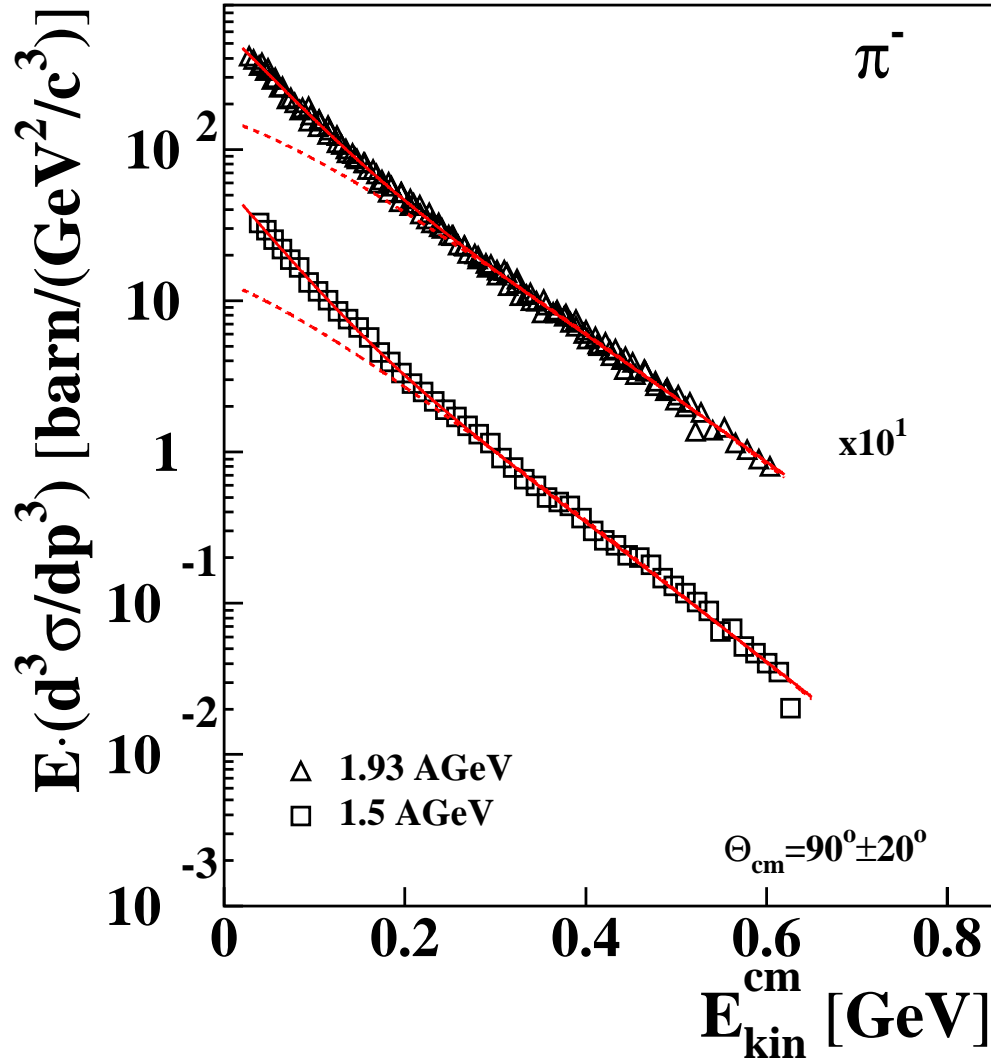


Abbildung 4.12: Invarianter Wirkungsquerschnitt für π^- bei $\Theta_{\text{cm}} = 90^\circ \pm 20^\circ$ als Funktion von $E_{\text{kin}}^{\text{cm}}$ für die beiden gemessenen Strahlenergien von 1.5 und 1.93 AGeV. Die Daten sind zur besseren Darstellung mit den angegebenen Faktoren skaliert. Die gestrichelten Linien stellen Anpassungen mit 4.12 an den hochenergetischen Teil der Pionendaten dar. Die sich dabei ergebenden Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.3 angegeben. Die durchgezogenen Linien stellen Anpassungen nach 4.13 dar. Die entsprechenden Anpassungsparameter sind in Tabelle 4.4 angegeben.

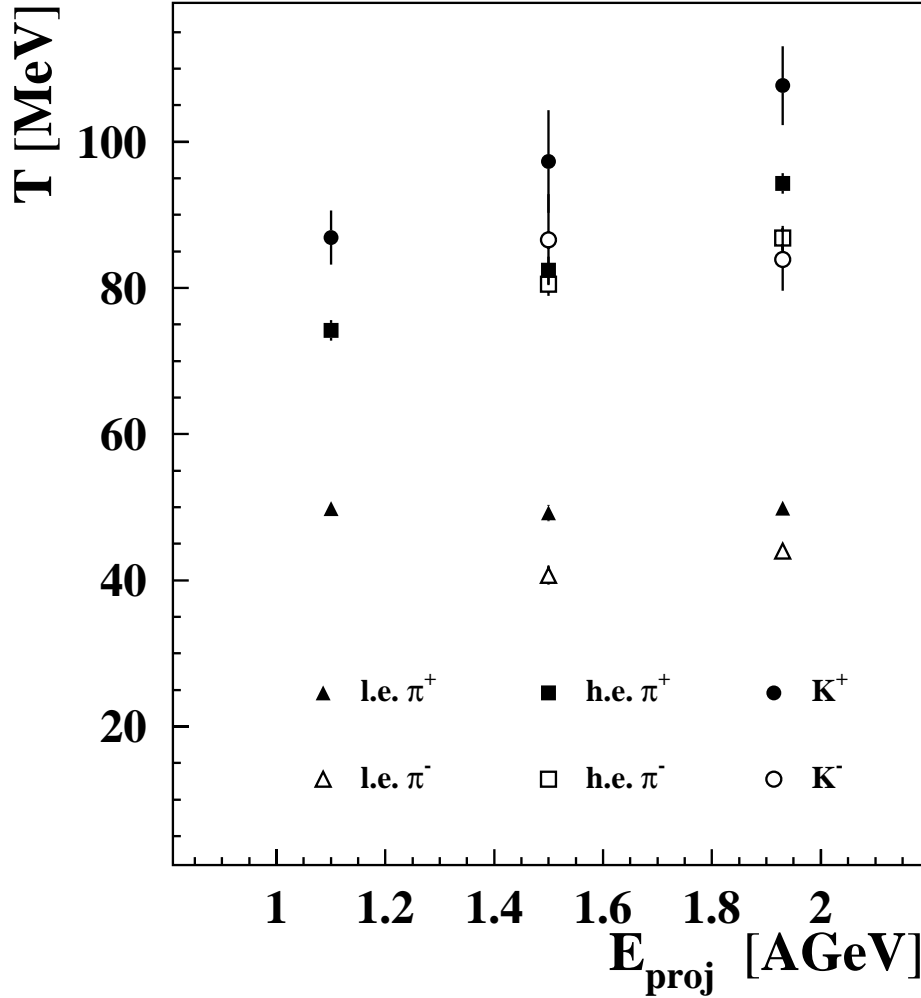


Abbildung 4.13: Steigungsparameter als Funktion der Strahlenergie. Die ausgefüllten Symbole sind jeweils die positiv geladenen Teilchen, die offenen Symbole sind die negativ geladenen Teilchen. Die Kreise stellen die Steigungsparameter für Kaonen dar. Die Steigungsparameter der Anpassung mit Funktion 4.12 an den hochenergetischen Teil (h.e.) des Pionenspektrums sind als Quadrate gezeigt. Die Steigungsparameter für den niederenergetischen Teil (l.e.) des Pionenspektrums, die sich bei der Anpassung mit Funktion 4.13 ergeben, sind als Dreiecke gezeigt.

Wie man in den Abbildungen 4.11 und 4.12 sehen kann, beschreibt die Funktion 4.12 die Pionendaten nur für den hochenergetischen Teil. Diese Abweichung von einer Boltzmann-Verteilung wird auch bei anderen Strahlenergien und Stoßsystemen gesehen [Mun97][Wag96][Bro84]. Zur Anpassung der Pionendaten dient daher die empirisch bestimmte Summe zweier Boltzmann-Verteilungen

$$E_{cm} \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{cm} = E_{cm} \cdot \left[C_1 \cdot \exp \left(\frac{E_{cm}}{T_1} \right) + C_2 \cdot \exp \left(\frac{E_{cm}}{T_2} \right) \right] \quad . \quad (4.13)$$

Die mit dieser Anpassungsfunktion bestimmten Parameter sind in Tabelle 4.4 zu finden. Die sich ergebenden Steigungsparameter T für den niederenergetischen Teil des Spektrums sind wiederum in Abbildung 4.13 gezeigt. Im betrachteten Energiebereich ist ein solcher Anstieg von T für den niederenergetischen Teil der Pionendaten (Dreiecke) nicht zu erkennen.

4.2.3 Totale Produktionswirkungsquerschnitte unter Annahme isotroper Teilchenemission

Unter der Annahme einer isotropen Teilchenemission im Schwerpunktsystem kann nun der totale Produktionswirkungsquerschnitt für Kaonen und Pionen bestimmt werden. Hierzu werden die Parametrisierungen der Spektren dazu benutzt, den gemessenen Wirkungsquerschnitt über den gemessenen Bereich hinaus zu extrapolieren. Zur Berechnung des totalen Wirkungsquerschnitts wird über den Impuls und den Raumwinkel

$$\sigma_{4\pi} = \iint \frac{d^2\sigma}{dpd\Omega} dpd\Omega \quad (4.14)$$

integriert. Einsetzen der Anpassungsfunktionen in obige Formel ergibt

$$\sigma_{4\pi} = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 d\cos\Theta_{cm} d\Phi \int_0^\infty p_{cm}^2 \left(\sum_{i=1}^j C_i \cdot \exp \left(\frac{E_{cm}}{T_i} \right) dp_{cm} \right) \quad . \quad (4.15)$$

Hierbei ist $j=1$ für Kaonen bzw. $j=2$ für Pionen. Die Integration über den polaren und azimutalen Winkel kann analytisch durchgeführt werden und ergibt einen Faktor von 4π , wohingegen die Integration über den Impuls numerisch mit einer Simpson-Prozedur durchgeführt wird. Der Fehler des integrierten Wertes ergibt sich aus den Fehlern der einzelnen Parameter sowie den Korrelationen zwischen den Parametern.

E_{proj} [AGeV]	C [barn/(GeV ³ /c ²)]	T [MeV]	$\sigma_{4\pi}$ [barn]
Ni+Ni K^+			
1.93	25.3±8.0	107.7±5.4	$(71.3 \pm 4.2) \cdot 10^{-3}$
1.5	17.9±9.3	97.3±7.0	$(25.9 \pm 2.3) \cdot 10^{-3}$
1.1	7.6±2.5	86.9±3.7	$(4.87 \pm 0.27) \cdot 10^{-3}$
Ni+Ni K^-			
1.93	4.2±1.7	83.9±4.3	$(2.01 \pm 0.14) \cdot 10^{-3}$
1.5	0.76±0.42	86.6±6.2	$(0.48 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.2: Totale Produktionswirkungsquerschnitte für K^+ und K^- unter der Annahme einer isotropen Emission im Schwerpunktssystem. Die Werte für C und T wurden durch eine Anpassung der Funktion 4.12 an die Daten im Bereich $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 10^\circ$ gewonnen. Die totalen Produktionswirkungsquerschnitte wurden durch Integration anhand der Integrationsvorschrift 4.15 bestimmt.

E_{proj} [AGeV]	C [barn/(GeV ³ /c ²)]	T [MeV]
Ni+Ni π^+		
1.93	364 ± 37	94.3 ± 1.4
1.5	508 ± 92	82.4 ± 1.9
1.1	421 ± 72	74.2 ± 1.4
Ni+Ni π^-		
1.93	567 ± 77	86.8 ± 1.7
1.5	540 ± 89	80.5 ± 1.6

Tabelle 4.3: Anpassungsparameter für den hochenergetischen Teil der π^+ - und π^- Spektren. Die Daten im Bereich $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 20^\circ$ wurden mit Funktion 4.12 angepasst.

E_{proj} [AGeV]	C_1 [barn/(GeV ³ /c ²)]	T_1 [MeV]	C_2 [barn/(GeV ³ /c ²)]	T_2 [MeV]	$\sigma_{4\pi}$ [barn]
Ni+Ni π^+					
1.93	320 ± 18	95.7 ± 0.8	4070 ± 210	49.9 ± 0.8	8.69 ± 0.07
1.5	310 ± 33	87.3 ± 1.2	3820 ± 267	49.2 ± 1.1	6.72 ± 0.08
1.1	247 ± 29	78.0 ± 1.0	2726 ± 137	49.8 ± 0.7	4.31 ± 0.05
Ni+Ni π^-					
1.93	426 ± 22	90.1 ± 0.7	8369 ± 735	44.0 ± 0.9	9.42 ± 0.09
1.5	417 ± 34	82.9 ± 0.9	10680 ± 1535	40.7 ± 1.3	7.31 ± 0.12

Tabelle 4.4: Totale Produktionswirkungsquerschnitte für π^+ und π^- unter der Annahme einer isotropen Emission im Schwerpunktssystem. Die Werte C_1 , T_1 , C_2 und T_2 wurden durch Anpassung der Funktion 4.13 an die Pionendaten im Bereich $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 20^\circ$ bestimmt. Die totalen Produktionswirkungsquerschnitte wurden durch Integration anhand der Integrationsvorschrift 4.15 bestimmt.

In Tabelle 4.2 sind die so bestimmten totalen Produktionswirkungsquerschnitte für K^+ und K^- zusammen mit den entsprechenden Anpassungsparametern angegeben. Die entsprechenden Werte für π^+ und π^- finden sich in Tabelle 4.4.

4.3 Untersuchung des Einflusses der Magnetfeldkarte auf die experimentellen Ergebnisse

Um den Einfluss der neuen Magnetfeldkarte auf die experimentellen Ergebnisse zu untersuchen, wurden die Daten für die Einstellung $E_{proj} = 1.93$ AGeV und $\Theta_{lab} = 40^\circ$ auch mit der alten Analyse ausgewertet. Alte Analyse bedeutet in diesem Zusammenhang, dass in allen Analyseschritten die Ergebnisse der Simulationsrechnungen mit alter Magnetfeldkarte benutzt wurden. Die Auswertung verläuft ansonsten analog zu der in den Abschnitten 3.4 und 3.5 beschriebenen Schritten.

Aufgrund der unterschiedlichen Magnetfeldkarten bestehen in den beiden Analysen Unterschiede bei der Akzeptanzkorrektur, der Impulstabelle und den Korrelationsfunktionen. Durch die unterschiedlichen Korrelationsfunktionen ergeben sich für die alte Analyse somit auch andere Einstellungen für die Schnitte zur Untergrundreduktion, die so eingestellt wurden, dass in beiden Analysen dieselbe Schnittbreite benutzt wurde.

Um diese verschiedenen Einflüsse möglichst separat beurteilen zu können, wurden auch Pionen und Protonen bei dieser Einstellung ausgewertet. Da bei diesen Teilchensorten keine Schnitte angewendet werden, sind eventuelle Unterschiede zwischen den beiden Analysen somit auf die unterschiedlichen Impulstabellen bzw. Akzeptanzkorrekturen zurückzuführen.

Im oberen Teil der Abbildung 4.14 ist der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für negativ geladene Pionen als Funktion des Laborimpulses gezeigt, die sich bei der Einstellung $E_{proj} = 1.93$ AGeV und $\Theta_{lab} = 40^\circ$ für beide Analysen ergeben. Um die beiden Spektren besser vergleichen zu können, ist im unteren Teil der Abbildung der Quotient $d^2\sigma/(dpd\Omega)|_{alt}/d^2\sigma/(dpd\Omega)|_{neu}$ der beiden Wirkungsquerschnitte gezeigt. Zu erkennen sind die unterschiedlichen Steigungsparameter der beiden Spektren, wobei der Unterschied ca. 5 MeV beträgt.

Diese Unterschiede zwischen den beiden Analysen ergeben sich nicht aus unterschiedlichen integralen Pionenzählraten bei den verschiedenen Einstellungen, sondern aus unterschiedlichen impulsdifferentiellen Pionenzählraten. Die integralen Pionenzählraten für die verschiedenen Einstellungen sind in Tabelle 4.5 angegeben. Die minimalen Unterschiede zwischen den beiden Analysen sind auf die unterschiedlichen Spurrekonstruktionsfunktionen zurückzuführen und werden bei der entsprechenden Effizienzkorrektur korrigiert.

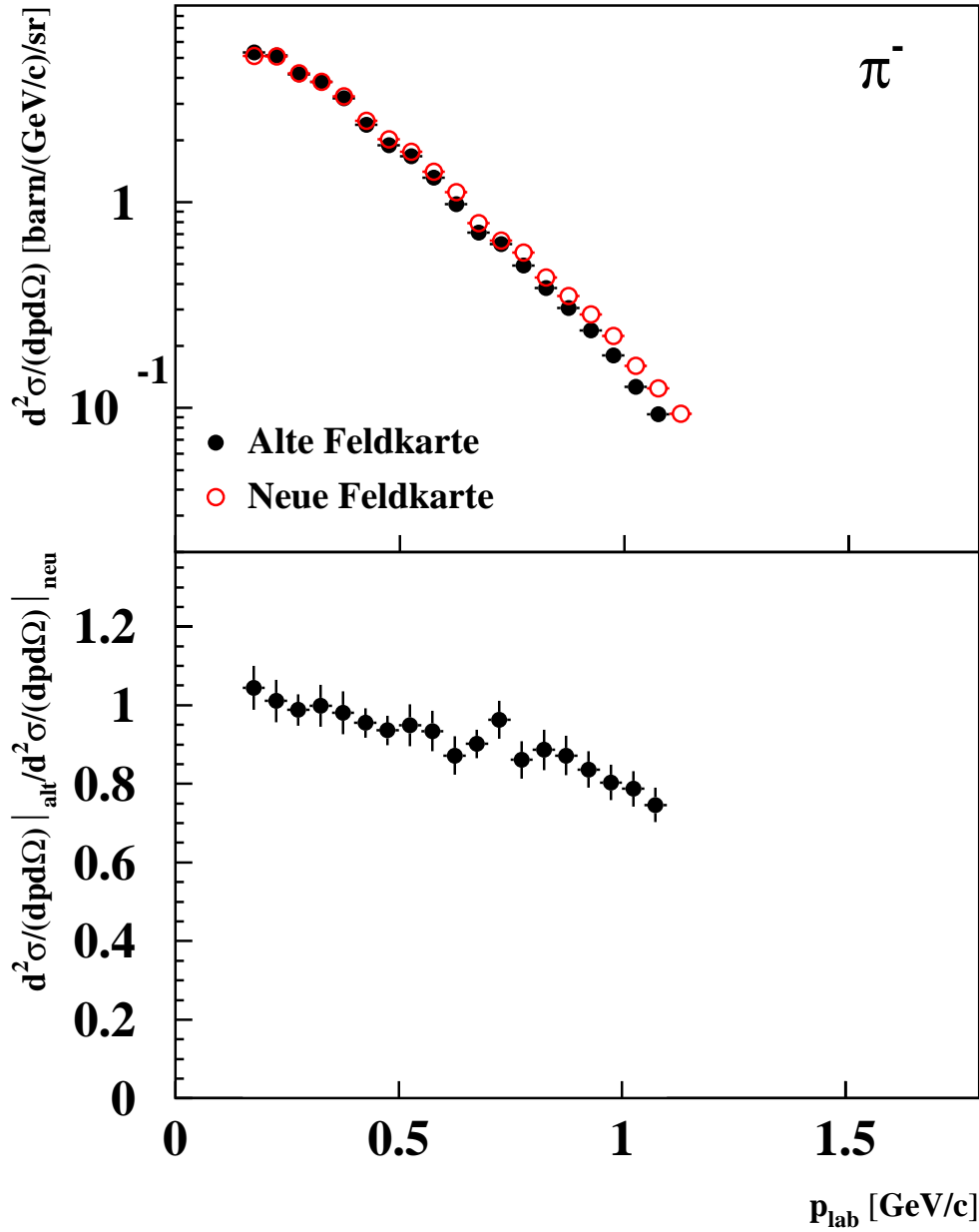


Abbildung 4.14: Im oberen Teil der Abbildung sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für π^- der beiden Auswertungen als Funktion des Laborimpulses bei $E_{\text{proj}} = 1.93$ AGeV und $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Quotienten der beiden Wirkungsquerschnitte.

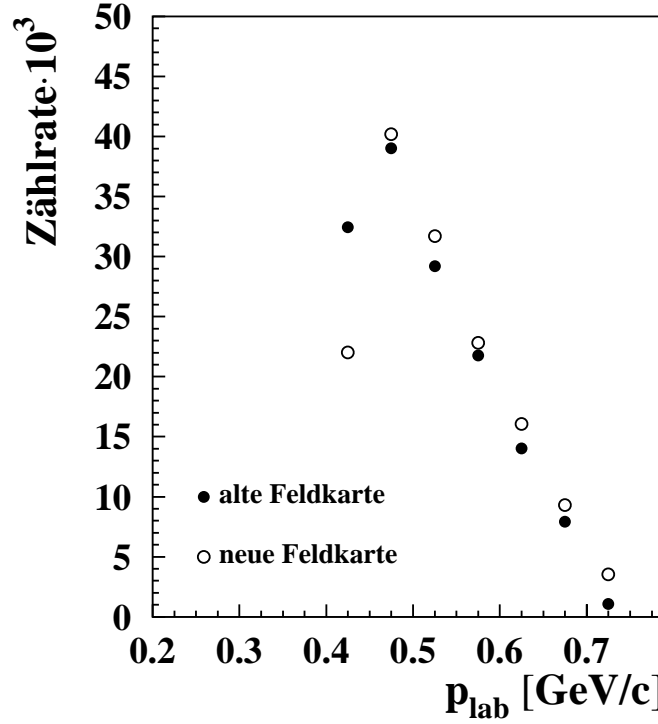


Abbildung 4.15: Pionenzählraten beider Analysen für die Einstellung $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$, $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ und $B_{\text{Dipol}} = 0.9 \text{ T}$.

Die Unterschiede in den impulsdifferentiellen Pionenzählraten zwischen den beiden Analysen sind in Abbildung 4.15 am Beispiel der Einstellung $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$, $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ und $B_{\text{Dipol}} = 0.9 \text{ T}$ gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, dass bei der neuen Analyse die Zählrate zu höheren Impulsen verschoben ist. Dies hängt mit der neuen Magnetfeldkarte zusammen, bei der sich im Vergleich zur alten Magnetfeldkarte für die selbe Kombination von Start- und Stoppdetektor ein ca. 3-4% höherer Impuls ergibt.

Dieser Einfluss der Magnetfeldkarte ist auch bei den entsprechenden Akzeptanzkorrekturen in Abbildung 4.16 zu sehen. Im oberen Teil der Abbildung sind die beiden Akzeptanzkorrekturen und im unteren Teil der Abbildung der Quotient der Akzeptanzkorrekturen gezeigt. Wie man am Quotienten der beiden Verteilungen deutlich erkennen kann, sind die beiden Verteilungen in der Mitte des abgedeckten Impulsbereichs nahezu identisch, wohingegen man am Rand der Verteilungen deutlich die Verschiebung der beiden Akzeptanzkorrekturen gegeneinander sieht.

Die wichtige Frage ist nun, wie sich die in der neuen Analyse benutzte Magnetfeldkarte auf die physikalisch relevanten Größen Steigungsparameter und Wirkungsquerschnitt auswirkt. Hierzu werden wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben die Spektren in das Schwerpunktssystem transformiert und an den hochenergetischen Teil des jeweiligen Spektrums die Funktion 4.12 angepasst, um die unterschiedlichen Steigungsparamete-

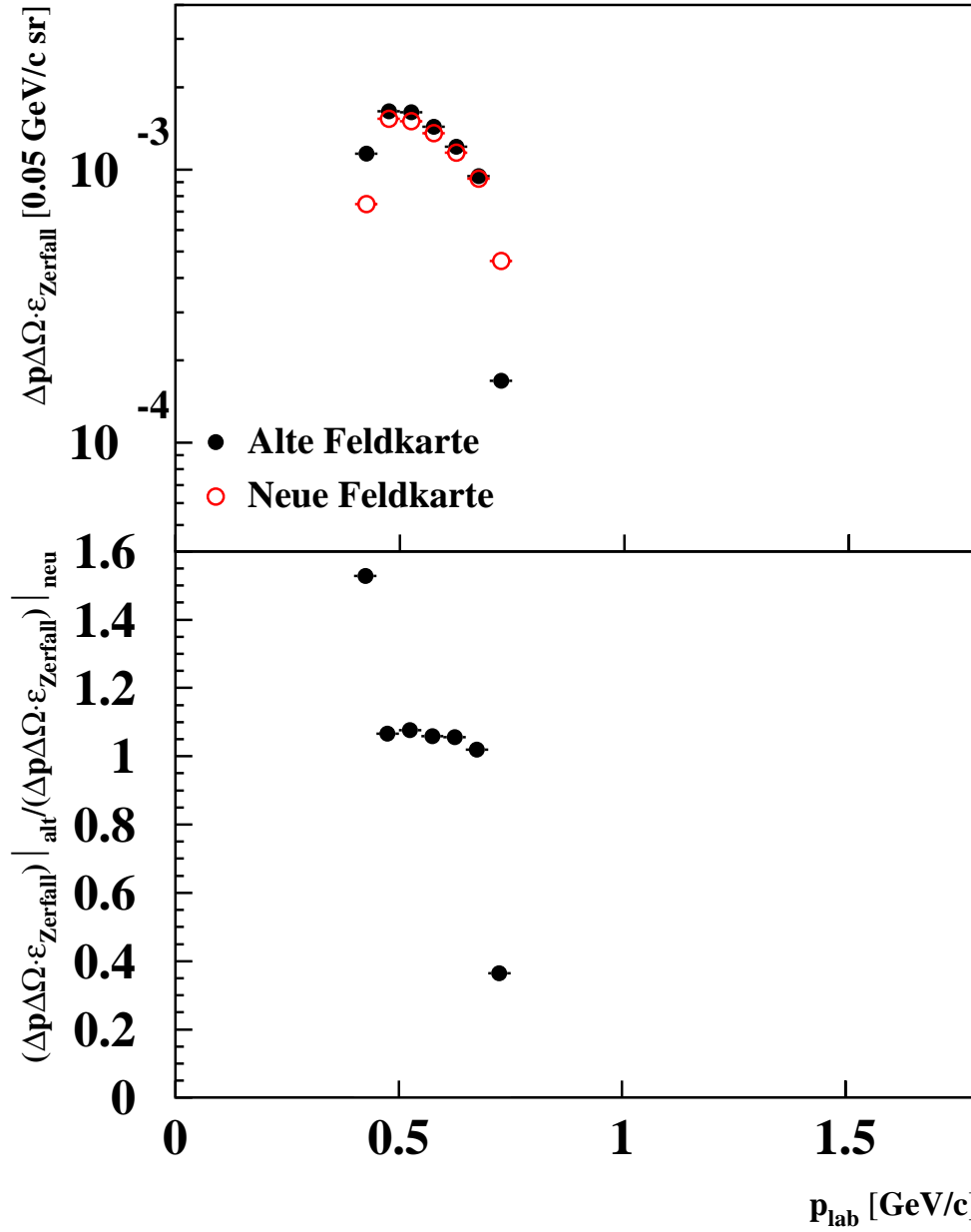


Abbildung 4.16: Im oberen Teil der Abbildung sind die Akzeptanzkorrekturen für die Einstellung $E_{proj} = 1.93 AGeV$, $\Theta_{lab} = 40^\circ$ und $B_{Dipol} = 0.9 T$ gezeigt, die sich mit alter und neuer Magnetfeldkarte ergeben. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Quotienten aus der alten und der neuen Akzeptanzkorrektur.

B_{Dipol} [T]	Pionenzählrate alte Feldkarte	Pionenzählrate neue Feldkarte
-0.35	108957	109103
-0.6	107103	107535
-0.9	145440	145686
-1.4	865652	867076

Tabelle 4.5: Pionenzählrate pro Magnetfeldeinstellung für die Messungen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV und $\Theta_{lab} = 40^\circ$. In der linken Spalte die Zählraten bei der Auswertung mit der alten Feldkarte, in der rechten Spalte die Zählraten für die Auswertung mit der neuen Feldkarte.

ter zu bestimmen. An das Spektrum wird weiterhin die Funktion 4.13 angepasst und mittels der Integrationsvorschrift 4.15 der totale Wirkungsquerschnitt unter Annahme isotroper Emission bestimmt. Die entsprechenden Ergebnisse für beide Analysen sind in Tabelle 4.6 angegeben.

Wie man der Tabelle entnehmen kann, ergibt sich mit der neuen Analyse ein ca. 5 MeV größerer Steigungsparameter und ein ca. 9% größerer totale Wirkungsquerschnitt.

Im folgenden wird der Einfluss der neuen Magnetfeldkarte auf die Ergebnisse zur Kaonenproduktion untersucht. Die Ergebnisse beider Analysen sind in Abbildung 4.17 und 4.18 für K^+ und K^- gezeigt, wobei im oberen Teil der Abbildungen jeweils die doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitte, die sich mit beiden Analysen ergeben, dargestellt sind. Im unteren Teil der Abbildungen ist der Quotient der beiden Wirkungsquerschnitte gezeigt. Wie auch bei den Pionen kann man einen Unterschied in den Steigungsparametern zwischen beiden Analysen erkennen, der in der gleichen Größenordnung liegt, wie auch bei den Pionen.

An die ins Schwerpunktsystem transformierten Verteilungen wird jeweils die Funktion 4.12 angepasst und mit Hilfe der Integrationsvorschrift 4.15 der totale Wirkungsquerschnitt unter Annahme isotroper Emission bestimmt. Die Ergebnisse sind zusammen mit den Ergebnissen der Pionenauswertung in Tabelle 4.6 angegeben. Wie bei den Pionendaten ist der Steigungsparameter mit der neuen Analyse ca. 5 MeV größer als mit der alten Analyse. Die integrierten Wirkungsquerschnitte für die K^+ und K^- stimmen im Rahmen der Fehler übereinstimmen, allerdings ist der Wirkungsquerschnitt, der sich bei der Auswertung mit der neuen Feldkarte ergibt auch ca. 5% größer, als bei der Auswertung mit der alten Feldkarte.

Die Kaonendaten des in dieser Arbeit ausgewerteten Experiments wurden im Rahmen einer früheren Arbeit ([Men00]) schon einmal ausgewertet. Die Ergebnisse der Auswertungen werden im folgenden miteinander verglichen. Da die Auswertung in [Men00] mit alter Magnetfeldkarte durchgeführt wurde, werden die Ergebnisse aus [Men00] nur mit den Ergebnissen der alten Analyse verglichen.

In Abbildung 4.19 sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte beider Aus-

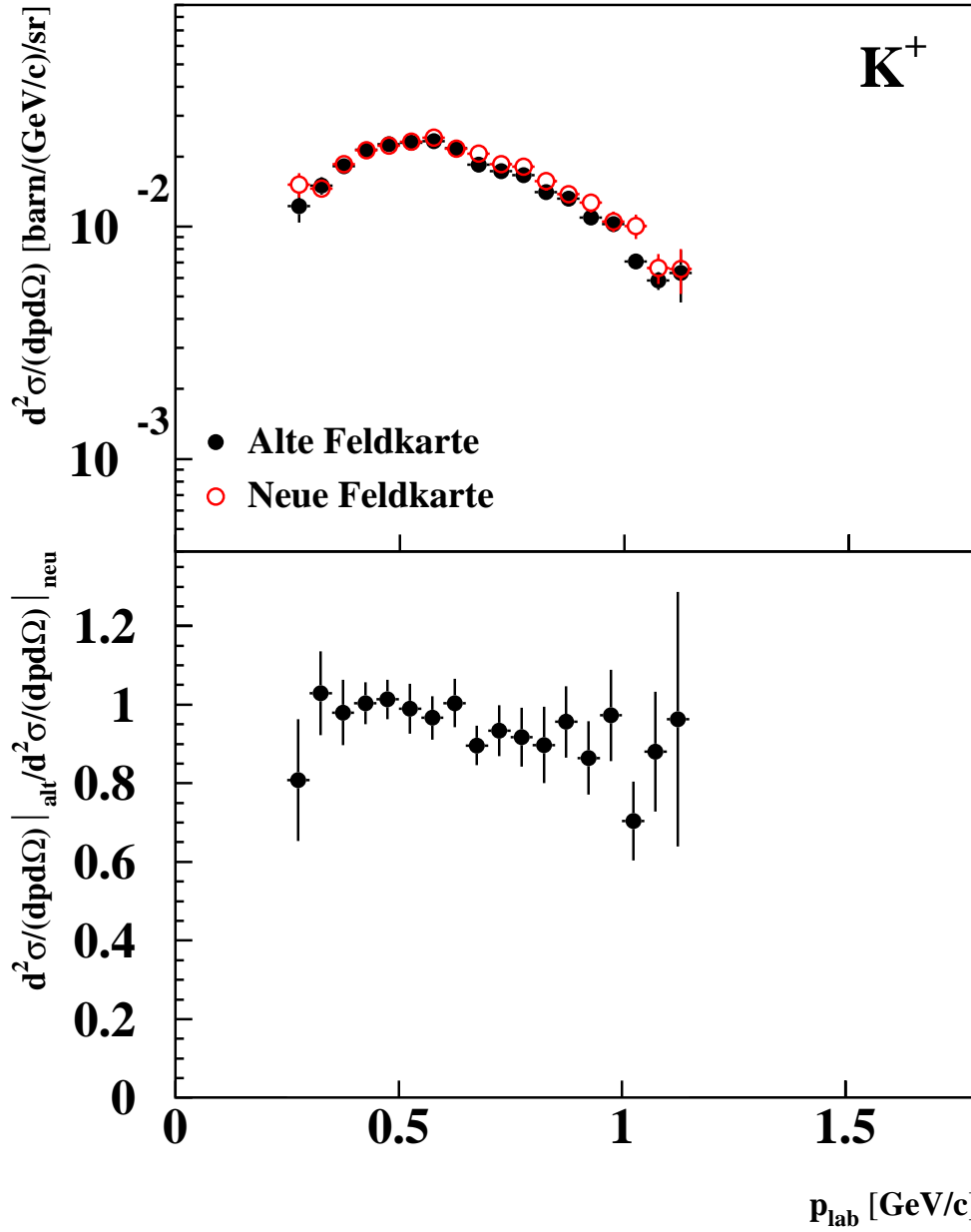


Abbildung 4.17: Im oberen Teil der Abbildung sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der beiden Auswertungen als Funktion des Laborimpulses für K^+ bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ und $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Quotienten der beiden Wirkungsquerschnitte.

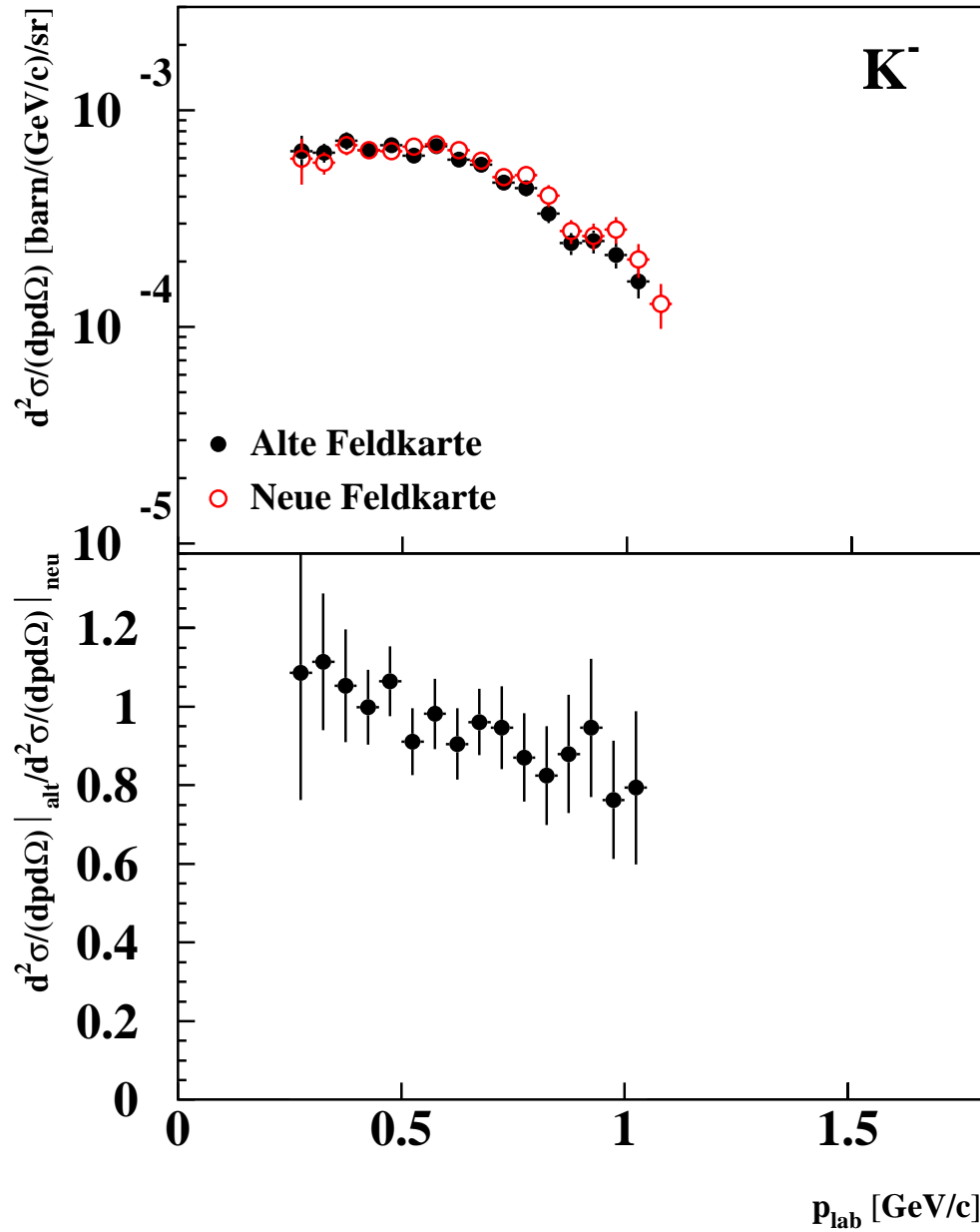


Abbildung 4.18: Im oberen Teil der Abbildung sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der beiden Auswertungen als Funktion des Laborimpulses für K^- bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ und $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt den Quotienten der beiden Wirkungsquerschnitte.

Feldkarte	T [MeV]	$\sigma_{4\pi}$ [barn]
Ni+Ni π^-		
alt	82.5 ± 2.0	8.55 ± 0.16
neu	87.7 ± 2.2	9.34 ± 0.14
Ni+Ni K^+		
alt	88.4 ± 2.6	$(77.7 \pm 2.8) \cdot 10^{-3}$
neu	92.9 ± 2.9	$(81.5 \pm 3.1) \cdot 10^{-3}$
Ni+Ni K^-		
alt	73.2 ± 2.6	$(2.29 \pm 0.11) \cdot 10^{-3}$
neu	79.3 ± 3.3	$(2.32 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.6: Steigungsparameter und Wirkungsquerschnitte bei Auswertung mit alter und neuer Feldkarte. Die Steigungsparameter der Pionendaten wurden jeweils durch Anpassung von Funktion 4.12 an den hochenergetischen Teil ($E_{kin}^{cm} > 0.4$ GeV) der Spektren bestimmt. Durch Anpassung von Funktion 4.13 an die kompletten Spektren und Integration wurden die totalen Wirkungsquerschnitte unter Annahme isotroper Emission bestimmt. Für die Kaonendaten wurden die Steigungsparameter durch Anpassung von Funktion 4.12 an die Spektren und die totalen Wirkungsquerschnitte durch Integration unter Annahme isotroper Emission bestimmt.

Auswertung	T [MeV]	$\sigma_{4\pi}$ [barn]
Ni+Ni K^+		
alte Feldkarte	88.4 ± 2.6	$(77.7 \pm 2.8) \cdot 10^{-3}$
[Men00]	90.8 ± 2.3	$(76.0 \pm 2.4) \cdot 10^{-3}$
Ni+Ni K^-		
alte Feldkarte	73.2 ± 2.6	2.29 ± 0.11
[Men00]	78.3 ± 5.2	2.40 ± 0.24

Tabelle 4.7: Steigungsparameter und Wirkungsquerschnitte die sich bei Auswertung mit alter Magnetfeldkarte ergeben im Vergleich zu den in [Men00] bestimmten Werten.

wertungen für K^+ und K^- gezeigt. Wie man sieht, stimmen die beiden Auswertungen sehr gut überein. Um die Unterschiede quantifizieren zu können, werden die Verteilungen wieder ins Schwerpunktsystem transformiert und jeweils die Funktion 4.12 angepasst, um die Steigungsparameter zu bestimmen. Mit Hilfe der Integrationsvorschrift 4.15 wird der totale Wirkungsquerschnitt unter Annahme isotroper Emission bestimmt. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Tabelle 4.7 angegeben. Wie man sieht, stimmen sowohl die bestimmten Steigungsparameter, als auch die Wirkungsquerschnitte im Rahmen der Fehler überein.

Im folgenden werden kurz die Ergebnisse zur Kaonenproduktion aus [Men00] mit den Ergebnissen dieser Arbeit verglichen. Die Werte für den Steigungsparameter T und die unter Annahme von Isotropie bestimmten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{4\pi}$ für die verschiedenen gemessenen Laborwinkel sind in Tabelle 4.8 angegeben. Auffällig sind die zum

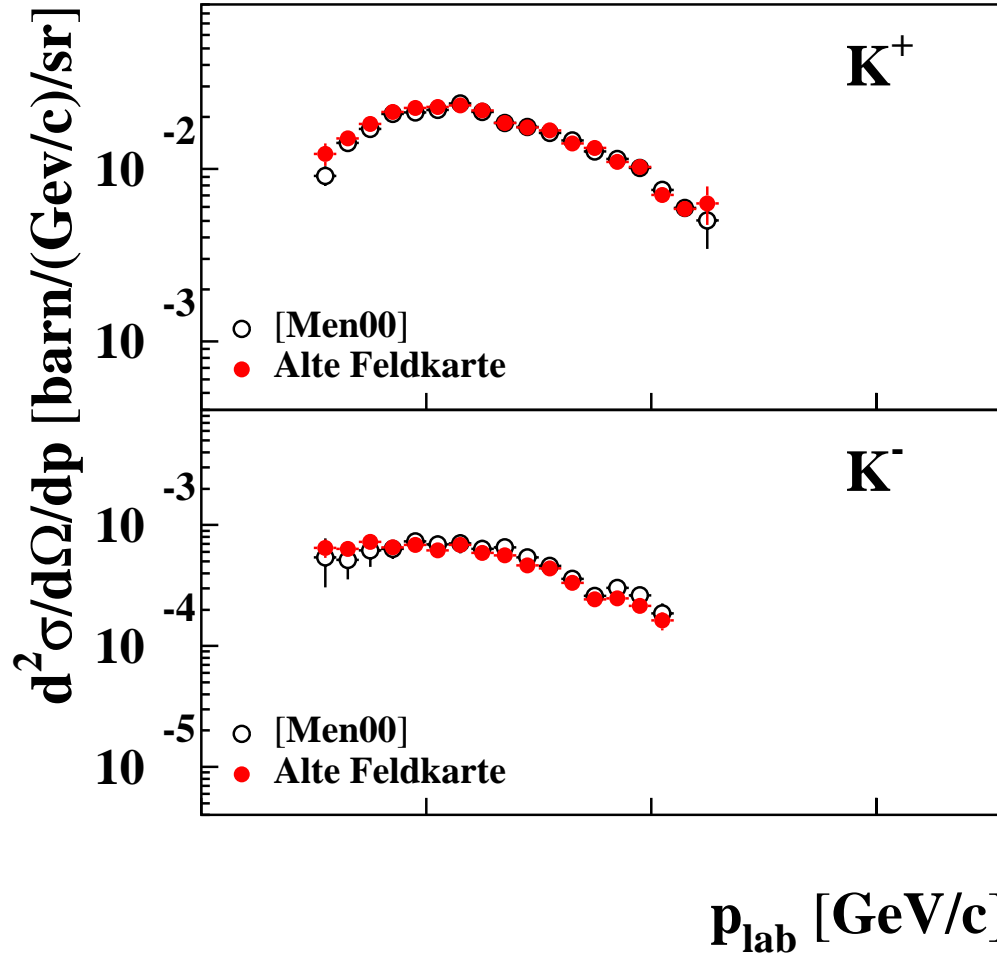


Abbildung 4.19: Im oberen Teil der Abbildung sind die doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte für K^+ als Funktion des Laborimpulses gezeigt, die $[Men00]$ entnommen sind im Vergleich zu den Ergebnissen die im Rahmen dieser Arbeit mit der alten Feldkarte bestimmt wurden. Der untere Teil der Abbildung zeigt den entsprechenden Vergleich für K^- . Die Daten wurden bei der Einstellung $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ und $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ verglichen.

Teil deutlich kleineren Fehler für den Produktionswirkungsquerschnitt bei den Daten aus [Men00].

Winkel	Diese Arbeit		[Men00]	
	T [MeV]	$\sigma_{4\pi}$ [barn]	T [MeV]	$\sigma_{4\pi}$ [barn]
Ni+Ni, 1.93 AGeV, K^+				
32°	92 ± 3	68.4 ± 2.9	90 ± 2	66 ± 1
40°	93 ± 3	81.5 ± 3.1	91 ± 2	76 ± 1
50°	98 ± 3	95.0 ± 3.8	90 ± 2	88 ± 1
60°	95 ± 3	116.3 ± 5.5	91 ± 2	96 ± 1
Ni+Ni, 1.93 AGeV, K^-				
32°	76 ± 3	2.08 ± 0.11	74 ± 4	2.0 ± 0.1
40°	79 ± 3	2.33 ± 0.13	80 ± 2	2.4 ± 0.1
50°	83 ± 4	2.64 ± 0.16	84 ± 7	2.5 ± 0.1
60°	87 ± 5	2.82 ± 0.30	81 ± 5	3.1 ± 0.1
Ni+Ni, 1.5 AGeV, K^+				
40°	94 ± 4	26.2 ± 1.2	88 ± 2	22.2 ± 0.5
Ni+Ni, 1.5 AGeV, K^-				
40°	82 ± 3	0.49 ± 0.03	79 ± 5	0.56 ± 0.03
Ni+Ni, 1.1 AGeV, K^+				
40°	85 ± 2	4.85 ± 0.18	80 ± 2	4.2 ± 0.13

Tabelle 4.8: Vergleich der Ergebnisse dieser Arbeit mit [Men00]. Angegeben sind jeweils die bestimmten Steigungsparameter T und die unter der Annahme von Isotopie bestimmten Wirkungsquerschnitte $\sigma_{4\pi}$, die der Arbeit von [Men00] entnommen sind und die entsprechenden Ergebnisse dieser Arbeit.

Für die Strahlenergie von 1.93 AGeV sind die, im Rahmen dieser Arbeit bestimmten, Wirkungsquerschnitte für die K^+ -Produktion ca. 5% größer als bei [Men00]. Dasselbe gilt auch für die K^- -Produktionswirkungsquerschnitte bei der gleichen Strahlenergie. Einzig die K^+ - und K^- -Wirkungsquerschnitte bei einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 60^\circ$ fallen aus dieser Systematik. Der K^+ -Produktionswirkungsquerschnitt aus [Men00] ist deutlich kleiner, als der im Rahmen dieser Arbeit bestimmte, wohingegen der K^- -Produktionswirkungsquerschnitt aus [Men00] deutlich größer ist. Dasselbe gilt auch für die Daten bei 1.5 und 1.1 AGeV. Auch hier ist der K^+ -Produktionswirkungsquerschnitt aus [Men00] deutlich kleiner und der K^- -Produktionswirkungsquerschnitt deutlich größer als die jeweils im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitte.

Die Untersuchung dieser Diskrepanz ist schwierig, da von [Men00] nur Endergebnisse vorliegen. Aus diesem Grund werden im folgenden alle Größen verglichen, die einen Einfluß auf den differentiellen Produktionswirkungsquerschnitt haben. Dies sind die Kaonenzählrate, die Akzeptanzkorrektur, die Triggereffizienz, die Schnitteffizienz und die Effizienz der Spurrekonstruktion. Da die Akzeptanzkorrektur für alle Winkel und

vor allem für beide Polaritäten des Magnetfeldes identisch ist, kann dies nicht die Erklärung für den Unterschied sein. Die in der Arbeit von [Men00] angegebenen Werte für die Triggereffizienz (93-98%) und der Effizienz der Spurrekonstruktion (93-98%) stimmen sehr gut mit den in dieser Arbeit bestimmten Werten überein. Als mögliche Quelle für die Unterschiede bleibt somit nur noch die Kaonenzählrate und die damit gekoppelte Effizienz der Schnitte. In der vorliegenden Arbeit wurden, unabhängig von der Strahlenergie und dem Laborwinkel, die selben Schnitte verwendet und die selben Effizienzkorrekturen verwendet, so dass sich ein Fehler hierbei auf alle und nicht nur auf einen Teil der Einstellungen auswirkt. Ob in der Arbeit von [Men00] ebenso verfahren wurde, konnte nicht nachvollzogen werden.

Die für eine Strahlenergie von 1.93 AGeV bestimmten Anisotropieparameter (siehe Kapitel 4.4 betragen bei [Men00] für die K^+ -Produktion $a_2 = 0.7 \pm 0.1$ und für die K^- -Produktion $a_2 = 0.7 \pm 0.2$. Die in dieser Arbeit bestimmten Werte für den Anisotropieparameter betragen für die K^+ -Produktion $a_2 = 0.9 \pm 0.06$ und für die K^- -Produktion $a_2 = 0.7 \pm 0.09$. Mit diesen Anisotropieparametern ergibt sich ein totaler Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma^{tot} = 87 \pm 4$ mb ([Men00]) und ein totaler Produktionswirkungsquerschnitt von $\sigma^{tot} = 95.2 \pm 1.5$ mb in dieser Arbeit.

4.4 Polare Winkelverteilung

Da die Messungen bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV bei mehreren Laborwinkel durchgeführt wurden ist es möglich, die Annahme einer isotropen Teilchenemission zu überprüfen. Eine Möglichkeit ist der Vergleich der Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte, da diese Darstellung, wie bereits erwähnt, vom Laborwinkel unabhängig ist, wenn es sich um eine isotrope Emission handelt. Wie man aus Abbildung 4.20 sehen kann, fallen die unter verschiedenen Laborwinkeln gemessenen und dann in dieses System transformierten Daten nicht aufeinander, wie es im Fall einer isotropen Teilchenemission sein müsste. Zu erkennen ist außerdem eine für K^+ stärkere Anisotropie, als für K^- . Um die Abweichung von einer isotropen Verteilung quantifizieren zu können, wurde die Polarwinkelabhängigkeit als Funktion von $\cos(\Theta_{cm})$ parametrisiert.

Da das untersuchte Stoßsystem Ni+Ni massensymmetrisch ist, müssen hierbei nur gradzahlige Potenzen von $\cos(\Theta_{cm})$ berücksichtigt werden. Der invariante Wirkungsquerschnitt kann unter Verwendung von Kugelkoordinaten wie folgt umgeschrieben werden

$$E_{cm} \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{cm} = E_{cm} \cdot \frac{d^3\sigma}{dE_{cm} \cdot d\cos(\Theta_{cm})d\Phi_{cm}} \quad . \quad (4.16)$$

Eine gebräuchliche Form um die Polarwinkelabhängigkeit zu beschreiben ist hierbei

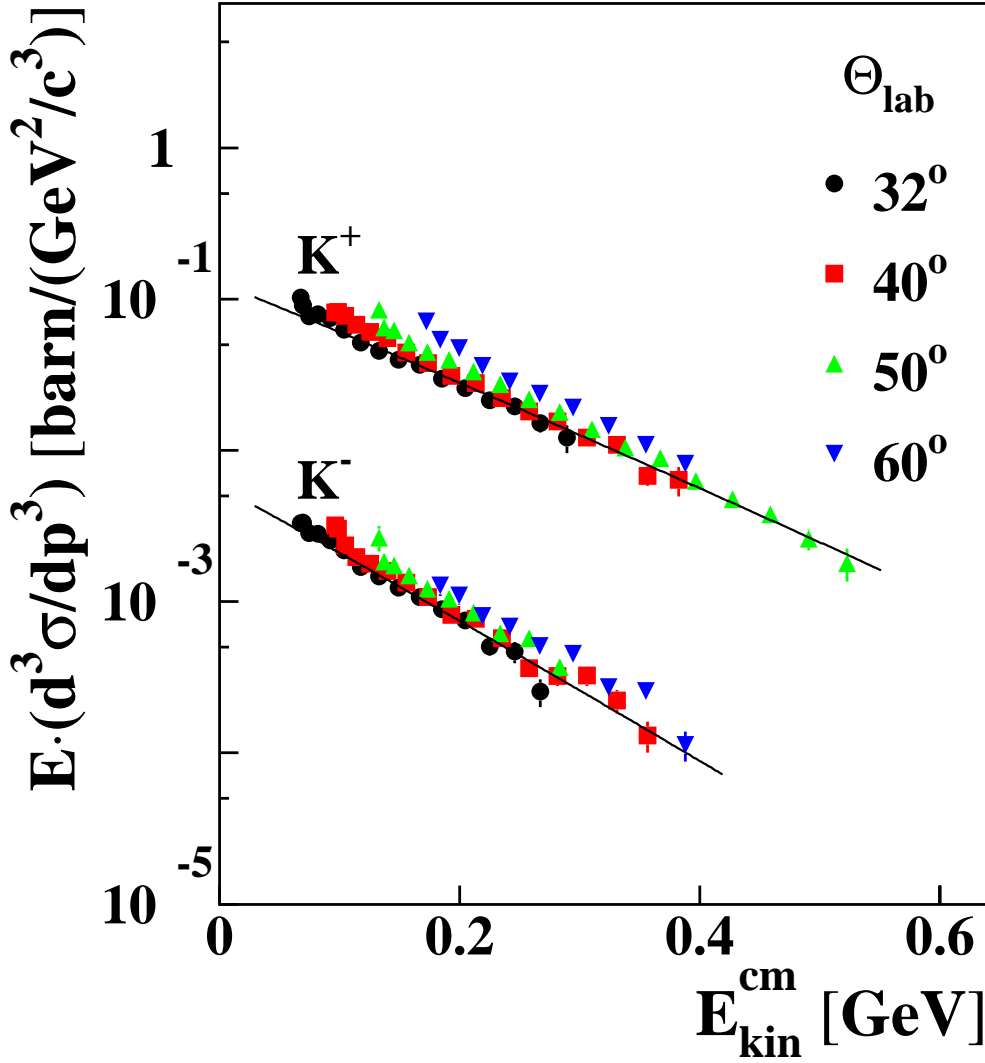


Abbildung 4.20: Invariante Wirkungsquerschnitte der K^+ und K^- für alle bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV gemessenen Laborwinkel. Zu erkennen ist deutlich die Abweichung von einer isotropen Teilchenemission, da in diesem Fall die Spektren jeweils einer Teilchensorte aufeinander fallen sollten. Ebenfalls zu erkennen ist, dass die Abweichung von einer isotropen Emission für K^+ größer ist als für K^- .

$$\frac{d\sigma}{d\cos(\Theta_{cm})} = (1 + a_2 \cdot \cos^2(\Theta_{cm})) \quad , \quad (4.17)$$

womit sich für die Gleichung 4.12 für Kaonen (j=1), bzw 4.13 für Pionen (j=2)

$$E_{cm} \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right)_{cm} = (1 + a_2 \cdot \cos^2(\Theta_{cm})) \cdot E_{cm} \cdot \sum_{i=1}^j C_i \cdot \exp \left(\frac{E_{cm}}{T_i} \right) . \quad (4.18)$$

ergibt.

Im folgenden werden zwei verschiedene Methoden besprochen, mit denen die Stärke der anisotropen polaren Emission, der so genannte Anisotropieparameter a_2 bestimmt werden kann. Ein negatives a_2 bedeutet hierbei eine bevorzugte Emission bei $\Theta_{cm} = 90^\circ$. Ein positiver Wert für a_2 bedeutet eine bevorzugte Emission bei $\Theta_{cm} = 0^\circ$ und $\Theta_{cm} = 180^\circ$.

Simultanfit

Bei dieser Methode werden alle Datenpunkte simultan mit einer einzigen Funktion beschrieben. Hierzu wird die Anpassungsfunktion 4.18 für jeden gemessenen Laborwinkel in das Laborsystem transformiert und simultan an alle gemessenen Spektren angepasst. Die freien Anpassungsparameter sind dabei der Steigungsparameter T , der Skalierungsfaktor C und der Anisotropieparameter a_2 . Für Pionen sind die Anpassungsparameter entsprechend T_1 , T_2 , C_1 , C_2 und a_2 . Für Kaonen sind die entsprechenden Anpassungen in Abbildungen 4.4 und 4.5 eingezeichnet. Die sich ergebenden Parameter sind in Tabelle 4.9 zu finden. Durch Integration mit Hilfe der Anpassungsparameter kann der totale Wirkungsquerschnitt wie folgt berechnet werden

$$\sigma = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \int_0^\infty (1 + a_2 \cdot \cos^2(\Theta_{cm})) \cdot p_{cm}^2 \cdot \sum_{i=1}^j C_i \cdot \exp \left(\frac{E_{cm}}{T_i} \right) dp_{cm} d\cos(\Theta_{cm}) d\Phi \quad . \quad (4.19)$$

Für Kaonen gilt wieder j=1 bzw. für Pionen j=2. Unter der Annahme eines impulsunabhängigen Anisotropieparameters kann die Integration über den polaren und azimuthalen Winkel wieder analytisch durchgeführt werden

$$\sigma = 4\pi \left(1 + \frac{a_2}{3} \right) \cdot \int_0^\infty p_{cm}^2 \left(\sum_{i=1}^j C_i \cdot \exp \frac{E_{cm}}{T_i} \right) dp_{cm} \quad , \quad (4.20)$$

wohingegen das Integral über den Impuls wieder numerisch mit einer Simpson-Prozedur bestimmt wird. Bevor in Abschnitt 4.5 die Ergebnisse dieser Methode

diskutiert werden, wird im folgenden noch die zweite Methode zur Bestimmung der polaren Anisotropie besprochen.

Divisionsmethode

Der Vorteil der obigen Methode ist, dass simultan alle zur Berechnung des totalen Produktionswirkungsquerschnitts benötigten Parameter bestimmt werden. Dem gegenüber steht allerdings der Nachteil, dass zur Anwendung der Methode eine Funktion für die Polarwinkelabhängigkeit angenommen werden muss, die man eigentlich erst bestimmen möchte.

Daher wurde ein zweites Verfahren angewendet, bei dem alle Messwerte mit einer isotropen Verteilung verglichen werden. Als isotrope Verteilung wird die in Abschnitt 4.2.2 an die Daten bei $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 10^\circ$ (Kaonen) bzw. $\Theta_{cm} = 90^\circ \pm 20^\circ$ (Pionen) bestimmte Anpassung benutzt. Diese Anpassung ist in Abbildung 4.20 als Linie jeweils für K^+ und K^- eingezeichnet. Zum Vergleich werden nun alle gemessenen Wirkungsquerschnitte mit dem Wirkungsquerschnitt verglichen, der sich bei der entsprechenden kinetischen Energie aus der Anpassungsfunktion ergibt. Dieses Verhältnis

$$R = \frac{\sigma_{inv}(\Theta_{cm})}{\sigma_{inv}(\Theta_{90^\circ})} \quad (4.21)$$

wird dann als Funktion von $\cos(\Theta_{cm})$ aufgetragen, wobei Θ_{cm} für jeden Datenpunkt nach Gleichung 4.11 berechnet wird. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.21 für Kaonen und in Abbildung 4.22 für Pionen dargestellt. Die ausgefüllten Punkte sind die gemessenen Datenpunkte, wohingegen die offenen Punkte die bei $\cos(\Theta_{cm}) = 0$ gespiegelten Datenpunkte sind. Diese Spiegelung ist aufgrund der Massensymmetrie des Stoßsystems möglich. Zur Anpassung von Funktion 4.22 an die Daten wurden allerdings nur die gemessenen Datenpunkte benutzt. In den Abbildung 4.21 und 4.22 ist deutlich ein parabelförmiger Verlauf der Datenpunkte zu sehen, was in guter Übereinstimmung zur Annahme einer quadratischen Funktion in Abhängigkeit von $\cos(\Theta_{cm})$ ist. Um die Stärke der Anisotropie zu bestimmen, wird an die Verteilungen eine Funktion der Form

$$\sigma_{inv} \sim 1 + a_2 \cos^2(\Theta_{cm}) \quad (4.22)$$

angepasst. Die daraus bestimmten Parameter a_2 sind in Tabelle 4.9 zusammen mit den Anpassungsparametern an die Daten bei $\Theta_{cm} = 90 \pm 10^\circ$ angegeben. Zum Vergleich sind in dieser Tabelle auch die Anpassungsparameter aus der Simultanfitmethode angegeben. Wie man sieht, stimmen die auf verschiedene Art bestimmten Parameter für a_2 und T sehr gut miteinander überein.

Um zu überprüfen, ob die Beschränkung auf $\cos^2(\Theta_{cm})$ gerechtfertigt ist oder ob weitere Terme zu berücksichtigen sind, wurden die Verteilungen auch mit der Funktion

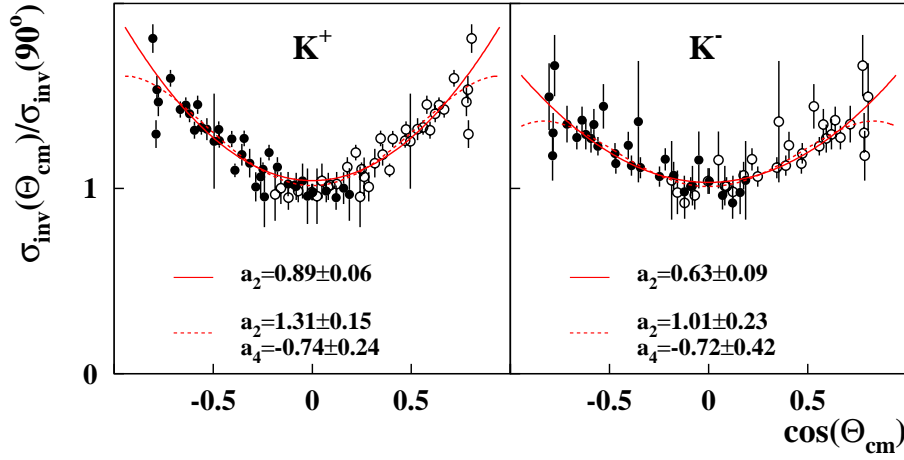


Abbildung 4.21: Polare Winkelverteilung der K^+ und K^- -Emission für inklusive Daten gemessen bei einer Strahlenergie von 1.93A GeV . Die offenen Symbole sind die an $\cos(\Theta_{cm}) = 0$ gespiegelten Daten. Die Linien sind Anpassungen an die Daten nach Gleichung 4.22.

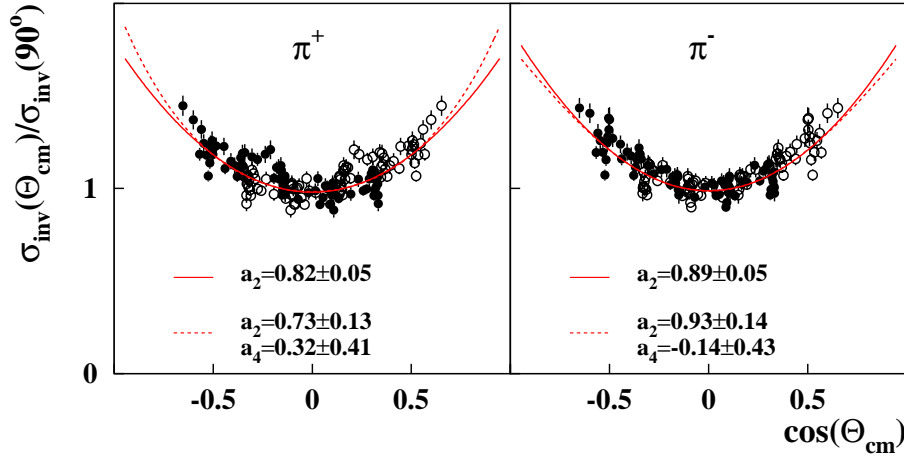


Abbildung 4.22: Polare Winkelverteilung der π^+ und π^- -Emission für inklusive Daten gemessen bei einer Strahlenergie von 1.93A GeV . Die offenen Symbole sind die an $\cos(\Theta_{cm}) = 0$ gespiegelten Daten. Die durchgezogenen Linien sind Anpassungen an die Daten nach Gleichung 4.22, wohingegen die gestrichelten Linien eine Anpassung nach Gleichung 4.23 darstellen.

$$\sigma_{inv} \sim 1 + a_2 \cos^2(\Theta_{cm}) + a_4 \cos^4(\Theta_{cm}) \quad (4.23)$$

angepasst.

Wie man Abbildung 4.22 entnehmen kann ist für Pionen die Änderung von a_2 bei

Hinzunahme einer weiteren Ordnung gering und die Werte von a_4 sind mit Null verträglich. Dass die Hinzunahme einer weiteren Ordnung nicht nötig ist, sieht man auch an der Tatsache, dass das χ^2 pro Freiheitsgrad bei Hinzunahme einer weiteren Ordnung schlechter wird. Aus diesem Grund wird die Winkelverteilung für Pionen mit Funktion 4.22 angepasst.

	Simultanfit			Divisionsmethode	
	C [barn/(GeV ³ /c ²)]	T [MeV]	a_2	T [MeV]	a_2
K^+	20±1	112±2	0.90±0.06	108±5	0.89±0.06
K^-	3±1	89±2	0.70±0.09	84±4	0.63±0.09

Tabelle 4.9: Anpassungsparameter für die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^- . Die linken Spalten zeigen die Ergebnisse der Simultananpassung. Rechts sind die inversen Steigungsparameter aus der Anpassung der Spektren bei $\Theta_{cm} = 90 \pm 10^\circ$ und der Anisotropieparameter a_2 aus der Divisionsmethode gezeigt.

	C ₁ [barn/(GeV ³ /c ²)]	T ₁ [MeV]	C ₂	T ₂	a_2	a_4
π^+	285±12	97±1	4066±209	51±1	0.88±0.04	-
π^-	331±14	93±1	7641±418	46±1	0.93±0.04	-
π^+	289±11	97±1	4087±198	50±1	0.77±0.09	0.36±0.28
π^-	328±13	93±1	7412±382	46±1	1.02± 0.10	-0.29±0.29

Tabelle 4.10: Anpassungsparameter der Simultanfitmethode für die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte für π^+ und π^- . Im oberen Teil sind die Werte gezeigt, die sich durch eine Anpassung der Funktion 4.18 an die Daten ergeben. Im unteren Teil sind die Anpassungsparameter gezeigt, die sich ergeben, wenn man die Polarwinkelabhängigkeit wie in Gleichung 4.23 parametrisiert.

	T ₁ [MeV]	T ₂ [MeV]	a_2	a_4
π^+	96±1	50±1	0.82±0.05	-
π^-	90±1	44±1	0.89±0.05	-
π^+	96±1	50±1	0.73±0.13	0.32±0.41
π^-	90±1	44±1	0.93±0.14	-0.14±0.43

Tabelle 4.11: Anpassungsparameter der Divisionsmethode für die inklusiven differentiellen Wirkungsquerschnitte für π^+ und π^- . Die inversen Steigungsparameter sind aus der Anpassung der Spektren bei $\Theta_{cm} = 90 \pm 20^\circ$ bestimmt worden. Im oberen Teil sind die mit der Divisionsmethode bestimmten Werte für den Anisotropieparameter a_2 gezeigt. Im unteren Teil sind die Werte für die Anisotropieparameter a_2 und a_4 gezeigt, die sich bei Anpassung der Funktion 4.23 an dieselben Daten ergeben.

Für Kaonen sind die Änderungen bei Hinzunahme einer weiteren Ordnung deutlich größer und auch das χ^2 wird dadurch etwas besser. Demgegenüber steht allerdings

die Tatsache, dass die Anpassung mit Funktion 4.23 bei großen Werten von $|\cos \Theta_{cm}|$ nicht mehr monoton steigt, sondern abfällt, was physikalisch unsinnig ist. Da sich bei einer Anpassung der Kaonendaten mittels der Simultanfitmethode die Werte für den Steigungsparameter T und den totalen Produktionswirkungsquerschnitt σ nur minimal ändern, wird zur Anpassung der Winkelverteilung der Kaonen auch Funktion 4.22 verwendet.

4.5 Bestimmung des totalen Produktionswirkungsquerschnitts

Mit Hilfe der bestimmten Anisotropieparameter ist es nun möglich den totalen Produktionswirkungsquerschnitt zu bestimmen. Hierzu wird die Funktion 4.18 wie beschrieben an alle gemessenen Laborwinkel simultan angepasst und mit Hilfe der Integrationsvorschrift 4.20 der totale Produktionswirkungsquerschnitt bestimmt. Da für die Strahlenergien von 1.1 AGeV und 1.5 AGeV nur jeweils ein Laborwinkel gemessen wurde, wurde bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV überprüft, wie groß der Fehler in der Bestimmung des Produktionswirkungsquerschnitts bei Anwendung der Simultanfitmethode bei nur einem Laborwinkel ist.

Hierzu wurde bei $E_{proj} = 1.93 \text{ AGeV}$ die Simultanfitmethode an nur einen Laborwinkel getestet. Als Laborwinkel wurde $\Theta_{lab} = 40^\circ$ gewählt, da dieser auch bei den beiden anderen Strahlenergien gemessen wurde. Bei Anwendung der Methode auf einen einzelnen Laborwinkel ergeben sich für die K^- innerhalb der Fehler dieselben Anpassungsparameter und derselbe Wirkungsquerschnitt wie bei der Anpassung an alle vier gemessenen Laborwinkel. Für die K^+ ergeben sich deutlich andere Werte für die Anpassungsparameter und ein ca. 10% kleinerer Wert für den totalen Wirkungsquerschnitt. Diese Differenz wird als Fehler der Methode bei Anwendung auf einen Laborwinkel angenommen, so dass zu den systematischen Fehlern von 10% (siehe Abschnitt 3.5.4) für die Strahlenergien von 1.1 und 1.5 AGeV nochmals ein weiterer systematischer Fehler, aufgrund der Anwendung der Simultanfitmethode auf nur einen Laborwinkel, von 10% hinzukommt. Die entsprechenden Werte für die Anpassungsparameter und den totalen Wirkungsquerschnitt sind in Tabelle 4.12 angegeben.

Der in Tabelle 4.12 angegebene Fehler ist dabei nur der statische Fehler und der Fehler, der sich durch den Untergrundabzug ergibt. Der systematische Fehler des totalen Wirkungsquerschnitts beträgt für die Strahlenergie von 1.93 AGeV 10% und für die Strahlenergien von 1.1 und 1.5 AGeV jeweils 20%.

Vergleicht man die Werte für den totalen Produktionswirkungsquerschnitt, mit den in Abschnitt 4.2.3 bestimmten Werten unter der Annahme isotroper Teilchenemission, so sieht man, dass der Beitrag der Anisotropie zum Produktionswirkungsquerschnitt zwischen 10% und 30% beträgt.

E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	σ^{tot} [mbarn]	T [MeV]	a_2
K^+ , 1.93	32,40,50,60, sim.	95.2 ± 1.5	112 ± 1	0.90 ± 0.06
	40, sim.	87.2 ± 3.3	100 ± 3	0.37 ± 0.12
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	$\sigma_{4\pi}$ [mbarn]	T [MeV]	
K^+ , 1.93	32	68.4 ± 2.9	92 ± 3	
	40	81.5 ± 3.1	93 ± 3	
	50	95.0 ± 3.8	98 ± 3	
	60	116.3 ± 5.5	95 ± 3	
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	σ^{tot} [mbarn]	T [MeV]	a_2
K^+ , 1.5	40, sim.	32.7 ± 2.0	103 ± 6	0.94 ± 0.24
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	$\sigma_{4\pi}$ [mbarn]	T [MeV]	
K^+ , 1.5	40	26.2 ± 1.2	94 ± 4	
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	σ^{tot} [mbarn]	T [MeV]	a_2
K^+ , 1.1	40, sim.	5.95 ± 0.53	87 ± 3	0.78 ± 0.36
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	$\sigma_{4\pi}$ [mbarn]		
K^+ , 1.1	40	4.85 ± 0.18	85 ± 2	
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	σ^{tot} [mbarn]	T [MeV]	a_2
K^- , 1.93	32,40,50,60, sim.	2.56 ± 0.08	89 ± 2	0.70 ± 0.09
	40, sim.	2.58 ± 0.15	87 ± 3	0.76 ± 0.27
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	$\sigma_{4\pi}$ [mbarn]	T [MeV]	
K^- , 1.93	32	2.08 ± 0.11	76 ± 3	
	40	2.33 ± 0.13	79 ± 3	
	50	2.64 ± 0.16	83 ± 4	
	60	2.82 ± 0.30	87 ± 5	
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	σ^{tot} [mbarn]	T [MeV]	a_2
K^- , 1.5	40, sim.	0.64 ± 0.09	93 ± 8	1.25 ± 0.68
E_{Proj} [AGeV]	Θ_{lab} [°]	$\sigma_{4\pi}$ [mbarn]	T [MeV]	
K^- , 1.5	40	0.49 ± 0.03	82 ± 3	

Tabelle 4.12: In der Tabelle sind die Anpassungsparameter und die Wirkungsquerschnitte für K^+ und K^- bei allen gemessenen Einstellungen angegeben. Hierbei sind für jede gemessene Winkeleinstellung bei allen Energien die Spektren mit Funktion 4.12 angepasst worden und unter Annahme isotroper Emission mit Hilfe der Integrationsvorschrift 4.15 die Produktionswirkungsquerschnitte bestimmt worden. Des weiteren sind die totalen Wirkungsquerschnitte für jede Energie angegeben, die sich bei simultaner Anpassung der Spektren mit Funktion 4.18 ergeben.

Für die Pionen wurde der totale Produktionswirkungsquerschnitt nur für die Strahlenergie von 1.93 AGeV bestimmt, da aufgrund der großen Anzahl freier Parameter eine Anwendung der Simultanfitmethode bei nur einem Laborwinkel nicht möglich war. Mit den in Tabelle 4.10 gegebenen Anpassungsparametern ergeben sich folgende

Produktionswirkungsquerschnitte

$$\sigma_{\pi^+} = 11.0 \pm 0.2 \text{ barn} \quad \sigma_{\pi^-} = 12.0 \pm 0.2 \text{ barn} \quad . \quad (4.24)$$

Vergleicht man diese Werte mit den Werten die sich unter Annahme isotroper Emission für Pionen ergeben haben, so sieht man, dass der Beitrag der Anisotropie am totalen Wirkungsquerschnitt für π^+ als auch für π^- ca. 26% ausmacht.

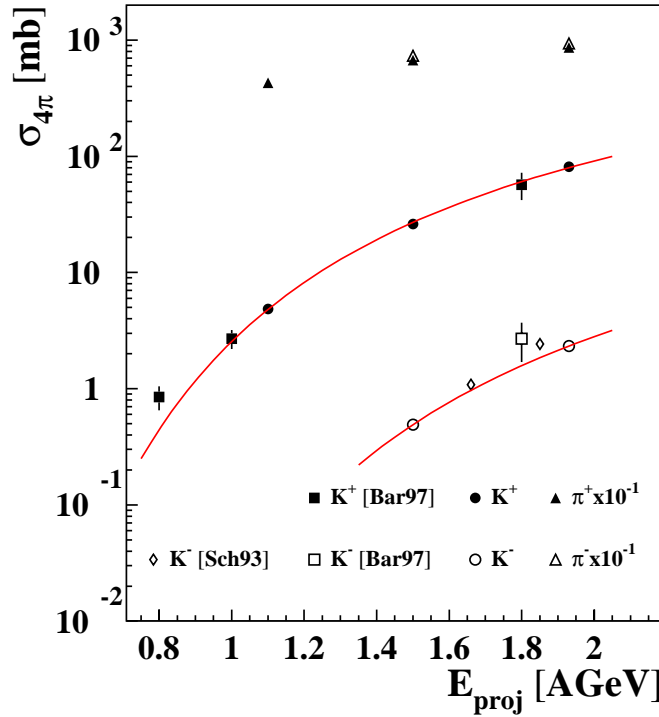


Abbildung 4.23: Totaler Produktionswirkungsquerschnitt unter der Annahme isotroper Emission als Funktion der Strahlenergie. Die Daten stammen aus [Bar97] und [Sch93b].

Um die Ergebnisse dieser Arbeit mit den Ergebnissen einer früheren Messung zur K^+ - und K^- -Produktion in Ni+Ni Reaktionen ([Bar97]) am Kaonenspektrometer vergleichen zu können, wurden die invarianten Wirkungsquerschnitte der Messungen bei einem Laborwinkel von 40° mit Funktion 4.12 angepasst und unter Annahme isotroper Emission im Schwerpunktssystem der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{4\pi}$ bestimmt. Die entsprechenden Werte sind ebenfalls in Tabelle 4.12 angegeben. Bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV wurde diese Prozedur auch für alle anderen gemessenen Laborwinkel durchgeführt und die Ergebnisse in Tabelle 4.12 angegeben.

In Abbildung 4.23 sind diese unter der Annahme von isotroper Emission bestimmten Wirkungsquerschnitte für die Messungen bei einem Laborwinkel von 40° im Vergleich

zu den Ergebnissen aus [Bar97] dargestellt, die bei einem ähnlichen Laborwinkel von 44° gemessen wurden.

Die eingezeichneten Linien stellen eine Anpassung einer Funktion des Typs [Kol97]

$$f(E) = \frac{M_{K^+}}{A} = C \cdot \sqrt{T_{max}} \cdot \exp\left(-\frac{E_{thr}}{T_{max}}\right) \quad , \quad T_{max} = T_0 \cdot \left(\frac{E_{beam}^{kin}}{\text{GeV}}\right)^\eta \quad (4.25)$$

an die Daten, der in dieser Arbeit ausgewerteten Strahlenergien, dar. E_{thr} ist hierbei die Schwellenenergie für die Teilchenproduktion in freien Nukleon-Nukleon-Stößen. Sie beträgt 1.58 GeV für K^+ und 2.55 GeV für K^- . Die freien Parameter der Anpassungsfunktion sind C , T_0 und η .

Wie man sieht, passen die K^+ -Ergebnisse von [Bar97] bei 1.8 und 1.0 AGeV sehr gut in die Systematik, der in dieser Arbeit untersuchten Strahlenergien. Sowohl der K^+ -Datenpunkt, bei 0.8 AGeV, als der K^- -Datenpunkt bei 1.8 AGeV liegen allerdings höher, als es die Anpassung an die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten nahe legt. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die geringe Kaonenzählrate in beiden Fällen, die zu einem großen systematischen Fehler bei der Untergrundbestimmung führt. Die K^- -Zählrate bei 1.8 AGeV beträgt nur 270 Antikaonen. Die K^+ -Zählrate bei 0.8 AGeV beträgt 1050 Kaonen.

Die ebenfalls gezeigten Datenpunkte aus [Sch94] stammen aus einer Messung zur K^- -Produktion am Fragmentseparator der GSI, die unter einem Laborwinkel von 0° durchgeführt wurde. Die in [Sch94] angegebenen invarianten Wirkungsquerschnitte wurden ebenfalls mit Funktion 4.12 angepasst und unter Annahme isotroper Emission der Wirkungsquerschnitt bestimmt. Durch die, bei dieser Vorgehensweise nicht berücksichtigte Winkelverteilung liegt der bestimmte Wirkungsquerschnitt im Vergleich zu den Daten bei $\Theta_{lab} = 40^\circ$ allerdings zu hoch.

Zum Vergleich sind zusätzlich noch die Ergebnisse der Pionenmessungen bei $\Theta_{lab} = 40^\circ$ eingezeichnet.

4.6 Zentralitätsabhängige Auswertung der Daten

Die Zentralität eines Schwerionenstoßes wird im allgemeinen über den Stoßparameter b definiert. Dieser ist der minimale Abstand der Zentren der beiden stoßenden Schwerionen. Je zentraler ein solcher Stoß ist, desto kleiner ist der Stoßparameter b .

Der Stoßparameter b ist experimentell allerdings nicht direkt messbar, so dass zur Bestimmung der Zentralität in diesem Experiment die Multiplizität im Targethodoskop benutzt wird. Der Grundgedanke hierbei ist, dass die Anzahl der produzierten und im Targethodoskop nachgewiesenen Teilchen eine monoton steigende Funktion der Stoßzentralität ist. Je zentraler ein Stoß ist, desto mehr neue Teilchen werden produziert, bzw. desto mehr Protonen werden abgelenkt und im Targethodoskop nachgewiesen.

Die Treffermultiplizität im Targethodoskop M_T wurde hierzu mit der Methode der Clusterseparation bestimmt (siehe hierzu Abschnitt 3.3).

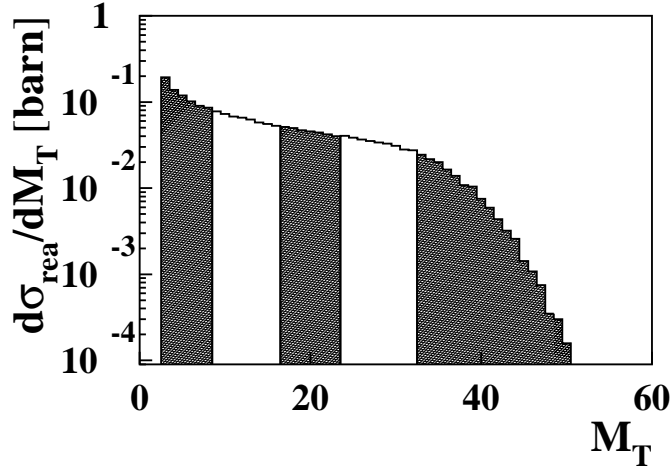


Abbildung 4.24: *Differentieller Reaktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Multiplizität im Targethodoskop. Die eingezeichneten Bereiche entsprechen den fünf für die Auswertung benutzten Zentralitätsklassen.*

Die Verteilung aller Ereignisse, die mit dem untersetzten Reaktionstrigger (siehe Abschnitt 2.4) aufgenommen wurden, werden in Multiplizitätsbereiche unterteilt, die jeweils einer Zentralitätsklasse entsprechen. Der Untersetzungsfaktor liegt im Bereich von $1 - 2 \cdot 10^4$ und wird mit Hilfe von freilaufenden, nicht totzeitbehafteten Zählern bestimmt. Der Fehler dieses Faktors wird mit 3% abgeschätzt. In Abbildung 4.24 ist der sich aus der Anzahl dieser Ereignisse im Targethodoskop ergebende differentielle Reaktionswirkungsquerschnitt $d\sigma_{rea}/dM_T$ als Funktion der Multiplizität im Targethodoskop gezeigt. Der differentielle Reaktionswirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Multiplizitätsverteilung durch Normierung auf die Strahlintensität und die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Target, sowie die Totzeitkorrektur der Datenaufnahme und die Korrektur des Untersetzungsfaktors. Die in der Abbildung eingezeichneten Bereiche entsprechen den fünf Zentralitätsklassen, in denen die zentralitätsabhängige Datenauswertung durchgeführt wurde.

Die Einteilung dieser Bereiche wird anhand des totalen Reaktionswirkungsquerschnitts vorgenommen. Der totale Reaktionswirkungsquerschnitt ergibt sich durch Integration der differentiellen Reaktionswirkungsquerschnitte. Aufgrund der Wirkungsweise des Reaktionstriggers werden keine Ereignisse mit $M_T < 3$ aufgezeichnet, so dass der Beitrag dieses Bereichs zum totalen Reaktionswirkungsquerschnitt extrapoliert werden muss. Um diese Extrapolation möglichst stabil durchführen zu können, werden die differentiellen Reaktionswirkungsquerschnitte beginnend von zentralen Reaktionen (große M_T) bis zu jedem möglichen Wert $M_T < M_T^{max}$ aufsummiert

$$\sigma_{rea}(M_T) = \sum_{i=M_T^{max}}^{M_T} \frac{d\sigma_{rea}}{dM_T} \quad . \quad (4.26)$$

Das Ergebnis hiervon ist in Abbildung 4.25 als Funktion der Treffermultiplizität im Targetmethodoskop gezeigt. Zur Extrapolation zu $M_T = 0$ wird diese Verteilung im Bereich $5 \leq M_T \leq 30$ mit einer Exponentialfunktion angepasst, die zusätzlich zu den Daten in Abbildung 4.25 eingezeichnet ist. Mit dieser Methode ergibt sich ein totaler Reaktionswirkungsquerschnitt von $\sigma_{rea} = 2.8 \pm 0.3$ barn.

Der Fehler ergibt sich aus dem Fehler des Untersetzungsfaktors, der Strahlnormierung und durch Vergleich von Messungen bei verschiedenen Strahlintensitäten und Strahlenergien.

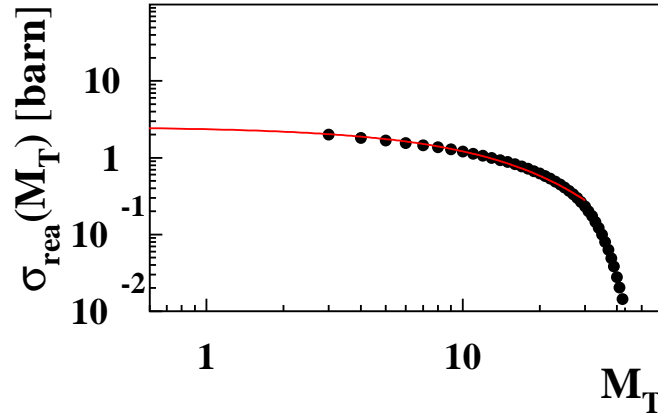


Abbildung 4.25: Aufsummierter Reaktionswirkungsquerschnitt als Funktion der Multiplizität im Targetmethodoskop. Die eingezeichnete Linie stellt eine exponentielle Anpassungsfunktion an die Daten im Bereich $5 < M_T < 30$ dar.

Dieser experimentell bestimmte Wert stimmt gut mit einem, mittels eines geometrischen Modells, berechneten Wert für den totalen Reaktionswirkungsquerschnitt überein. In diesem Modell wird der Reaktionswirkungsquerschnitt als Überlappfläche zweier harter Kugeln als $\sigma_{rea}^{geom} = \pi (R_T + R_P)^2$ bestimmt. R_T und R_P sind hierbei die Radien des Target- bzw. Projektilkerns. Im Falle vom Stoßsystem Ni+Ni sind R_T und R_P identisch. Eine übliche Parametrisierung für den Kernradius ist $R = 1.21 \cdot A^{1/3}$ fm [Pov94], womit sich bei Nickel $R = 4.68$ fm und $\sigma_{rea}^{geom} = 2.76$ barn in guter Übereinstimmung zum Messwert ergeben. In dieser Arbeit wird durchgehend der experimentell bestimmte Wert benutzt.

Die Einteilung der Zentralitätsklassen wird für jede Strahlenergie separat vorgenommen, wobei versucht wurde, die Anteile am totalen Wirkungsquerschnitt für die einzelnen Zentralitätsklassen bei allen Strahlenergien identisch zu wählen. Die Einteilung

wurde so vorgenommen, dass im zentralsten Bereich 5% des Reaktionswirkungsquerschnitts enthalten sind. Die weiteren Bereiche wurden so eingeteilt, dass in jedem Bereich ungefähr dieselbe Statistik für die Kaonen enthalten ist. Die Zentralitätsklassen, die dazu entsprechenden Bereiche in M_T und der Anteil am totalen Reaktionswirkungsquerschnitt sind in Tabelle 4.13 gegeben.

Um die experimentellen Zentralitätsklassen mit physikalischen Größen in Verbindung zu setzen, wird mit einem einfachen geometrischen Modell aus den Reaktionswirkungsquerschnitten an den Grenzen der einzelnen Zentralitätsklassen der Stoßparameter b_{up} bzw. b_{down} bestimmt. Dieses Modell geht davon aus, dass es sich bei den stoßenden Ionen um scharf begrenzte Kugeln mit Radius R handelt. Weiterhin wird angenommen, dass jeder Überlapp der zwei Kerne zu einer Reaktion führt, die im Targethodoskop nachgewiesen wird.

Die experimentell gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitte werden somit einem geometrischen Wirkungsquerschnitt gleichgesetzt, für den

$$\sigma_{rea} = \pi \cdot b^2 \quad \Rightarrow \quad b = \sqrt{\frac{\sigma_{rea}}{\pi}} \quad (4.27)$$

gilt. Die so bestimmten Stoßparameterbereiche für die verschiedenen Zentralitätsklassen sind ebenfalls in Tabelle 4.13 angegeben.

Um verschiedene Reaktionssysteme miteinander vergleichen zu können, wird die mittlere Anzahl an der Reaktion teilnehmender Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$ bestimmt. Die Berechnung wird mit Hilfe eines numerischen Verfahrens durchgeführt, das im Rahmen einer Diplomarbeit [Sch03a] entwickelt wurde. Die sich mit Hilfe dieses Verfahrens ergebenden $\langle A_{part} \rangle$ sind ebenfalls in Tabelle 4.13 aufgelistet.

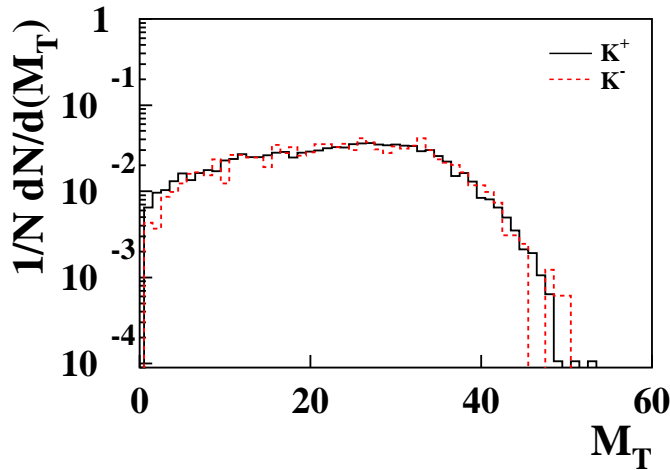


Abbildung 4.26: Multiplizitätsverteilung im Targethodoskop für identifizierte K^+ und K^- .

Da im folgenden die Zentralitätsabhängigkeit der K^+ und K^- miteinander verglichen werden soll, muss sichergestellt sein, dass für beide Teilchensorten dieselbe Multiplizitätsverteilung im Targethodoskop gemessen wurde. Um dieses zu überprüfen, wurden bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV die Multiplizitätsverteilungen im Targethodoskop verglichen, die sich für identifizierte K^+ bzw. K^- ergeben. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.26 für die Einstellung $E_{proj} = 1.93$ AGeV, $\Theta_{lab} = 50^\circ$ und $B_{Dipol} = 0.9$ T gezeigt. Bei den Strahlenergien von 1.1 und 1.5 AGeV war diese Überprüfung aufgrund des höheren Untergrundes im Bereich der Kaonenmasse nicht möglich. Da bei diesen Strahlenergien aber dieselben Triggereinstellungen benutzt wurden, wie bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV, wird angenommen, dass es auch hier keinen Unterschied zwischen den Multiplizitätsverteilungen der K^+ und K^- gibt. Das Ergebnis zeigt, dass die $\langle A_{part} \rangle$ für die K^+ und K^- identisch sind.

E_{proj} [AGeV]	Zentralitäts- klasse	M_T - Bereich	$\% \sigma_{rea}$	b_{up} [fm]	b_{down} [fm]	$\langle A_{part} \rangle$
1.93	1	1-9	56.8	9.5	6.4	7
	2	10-17	17.3	6.4	5.0	34
	3	18-24	10.9	5.0	3.8	55
	4	25-33	10.1	3.8	2.2	76
	5	34-92	4.9	2.2	0.0	99
1.5	1	1-7	54.1	9.7	6.9	7
	2	8-15	19.3	6.9	5.2	31
	3	16-22	11.6	5.2	3.9	53
	4	23-31	10.6	3.9	2.2	77
	5	32-92	4.4	2.2	0.0	101
1.1	1	1-6	50.7	9.6	6.9	6
	2	7-13	20.3	6.9	5.3	27
	3	14-19	11.8	5.3	4.1	48
	4	20-28	12.5	4.1	2.2	73
	5	29-92	4.7	2.2	0.0	101

Tabelle 4.13: Zentralitätsklassen bei verschiedenen Strahlenergien. Angegeben sind neben den Multiplizitätsbereichen im Targethodoskop auch die obere und untere Grenze des entsprechenden Stoßparameterbereichs. $\langle A_{part} \rangle$ ist die mittlere Anzahl der Partizipanten der jeweiligen Zentralitätsklasse.

4.6.1 Zentralitätsabhängige Wirkungsquerschnitte

Für die einzelnen Zentralitätsklassen wird die Auswertung wie in Abschnitt 3.5 beschrieben durchgeführt. Die bestimmten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte werden wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben in das Schwerpunktssystem transformiert. Die daraus resultierenden lorentzinvarianten Wirkungsquerschnitte sind in Abbildung

4.27 als Funktion der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem am Beispiel der 40°-Daten bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV für K^+ und K^- gezeigt. Gleiche Symbole für K^+ und K^- bedeuten hierbei identische Zentralitätsklassen.

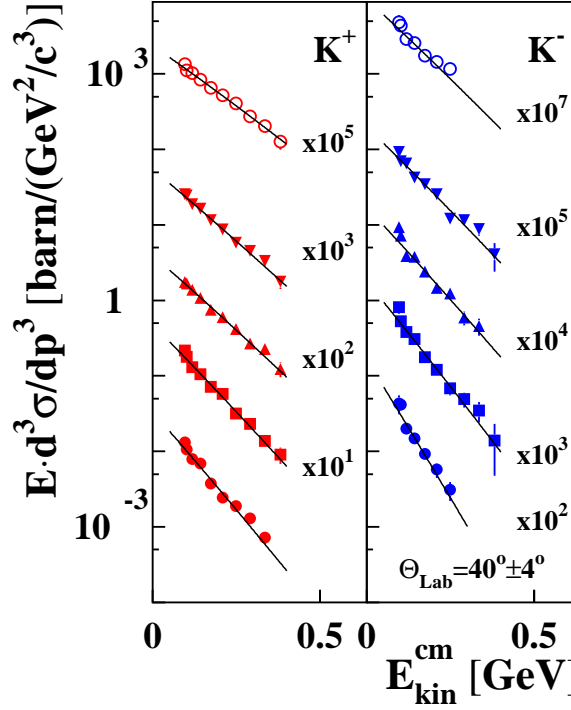


Abbildung 4.27: Invarianter Wirkungsquerschnitt bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ und $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ als Funktion der kinetischen Energie für K^+ (links) und K^- (rechts) für die fünf ausgewerteten Zentralitätsklassen. Die Spektren sind von oben (zentral) nach unten (peripher) sortiert und jeweils mit den angegebenen Faktoren skaliert.

Die eingezeichneten Linien stellen wieder Anpassungen nach Formel 4.12 dar. Die bei dieser Anpassung bestimmten Steigungsparameter sind in Abbildung 4.28 als Funktion der mittleren Anzahl am Stoß partizipierender Nukleonen $\langle A_{\text{part}} \rangle$ jeder Zentralitätsklasse gezeigt. Zu erkennen ist ein leichter Anstieg sowohl für K^+ und K^- mit zunehmender Zentralität, wobei die Differenz zwischen K^+ und K^- dabei nahezu konstant bleibt.

Dieses Verhalten ist auch im Fall der 40°-Daten bei einer Strahlenergie von 1.5 AGeV zu erkennen (Abbildung 4.29). Aufgrund der schlechten Statistik für die zentralste Klasse der K^- ist eine Anpassung der Daten mit einer großen systematischen Unsicherheit im Steigungsparameter T behaftet. Dieser Datenpunkt fällt auch deutlich aus der Systematik, steht aufgrund seines großen Fehlers aber nicht im Widerspruch zur obigen Aussage.

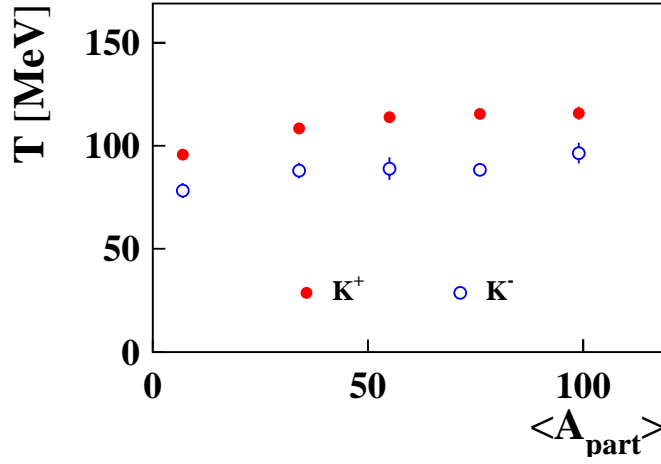


Abbildung 4.28: Zentralitätsabhängiger Steigungsparameter für 1.93 AGeV.

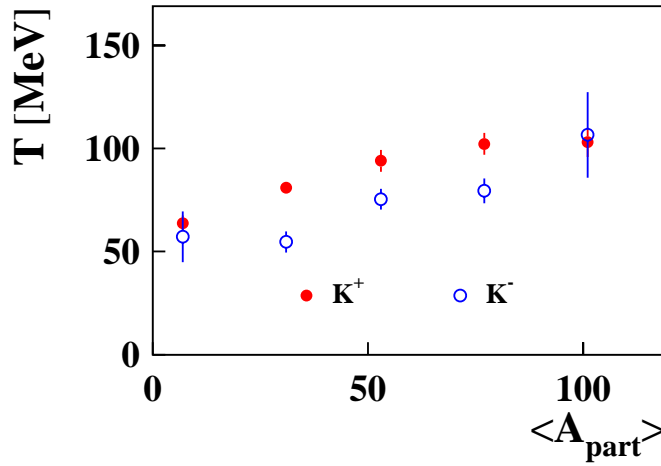


Abbildung 4.29: Zentralitätsabhängiger Steigungsparameter für 1.5 AGeV.

4.6.2 Zentralitätsabhängige Teilchenmultiplizität

Die Multiplizität M_i einer Teilchensorte berechnet sich aus dem Produktionswirkungsquerschnitt σ_i und dem in der jeweiligen Zentralitätsklasse gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitt σ_{rea}^i zu

$$M_i = \frac{\sigma_i}{\sigma_{rea}^i} \quad . \quad (4.28)$$

Abbildung 4.30 zeigt die bestimmte Multiplizität der jeweiligen Zentralitätsklasse dividiert durch $\langle A_{part} \rangle$ als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für K^+ , K^- und zum Vergleich für π^+ am Beispiel der Einstellung $E_{proj} = 1.5 \text{ AGeV}$ und $\Theta_{lab} = 40^\circ$. Die eingezeichneten

Anpassungen sind mit folgender Funktion durchgeführt worden:

$$M \sim \langle A_{part} \rangle^\alpha \quad . \quad (4.29)$$

Falls die Anzahl der produzierten Teilchen proportional zur Anzahl der partizipierenden Nukleonen ist, ergibt sich $\alpha = 1$. Der gefundene überproportionale Anstieg für die Kaonen deutet auf Effekte, wie z.B. die Akkumulation von Energie durch Vielfachstöße hin.

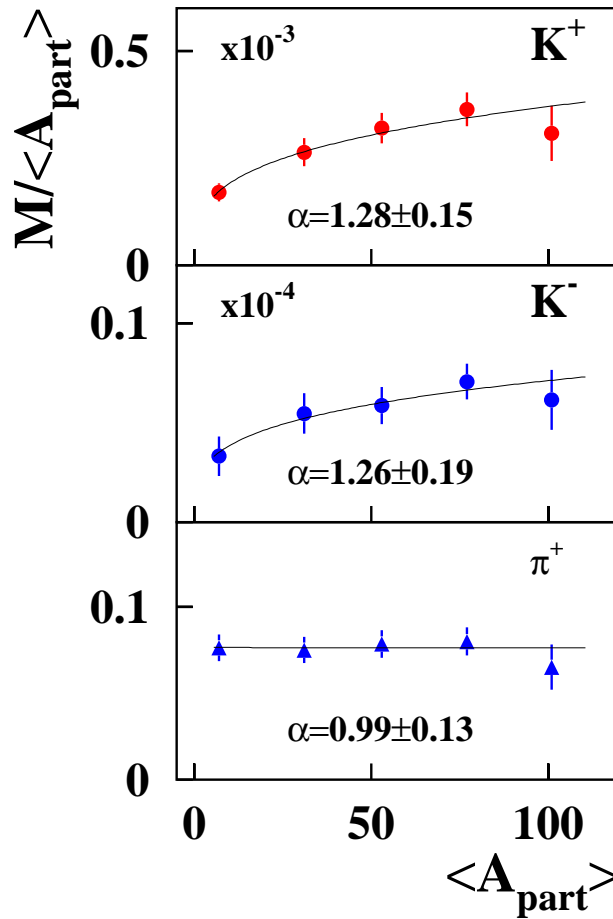


Abbildung 4.30: Multiplizitäten pro $\langle A_{part} \rangle$ als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für K^+ (oben), K^- (Mitte) und π^+ (unten) bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV und $\Theta_{lab} = 40^\circ$. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 4.29 dar.

Dieser Einfluss ist auch in Abbildung 4.31 zu sehen, wo die Multiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ als Funktion der Strahlenergie für alle Zentralitätsklassen aufgetragen ist. Der Unterschied in der Multiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ zwischen zentralen und peripheren Stößen ist für K^+ und K^- bei den jeweils niedrigsten Strahlenergien deutlich zu erkennen. Bei einer

Strahlenergie von 1.93 AGeV ist die Multiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ für alle Zentralitätsklassen dahingegen nahezu identisch. Im Gegensatz dazu ist die Multiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ für π^+ für alle Zentralitätsklassen bei allen drei Strahlenergien nahezu identisch.

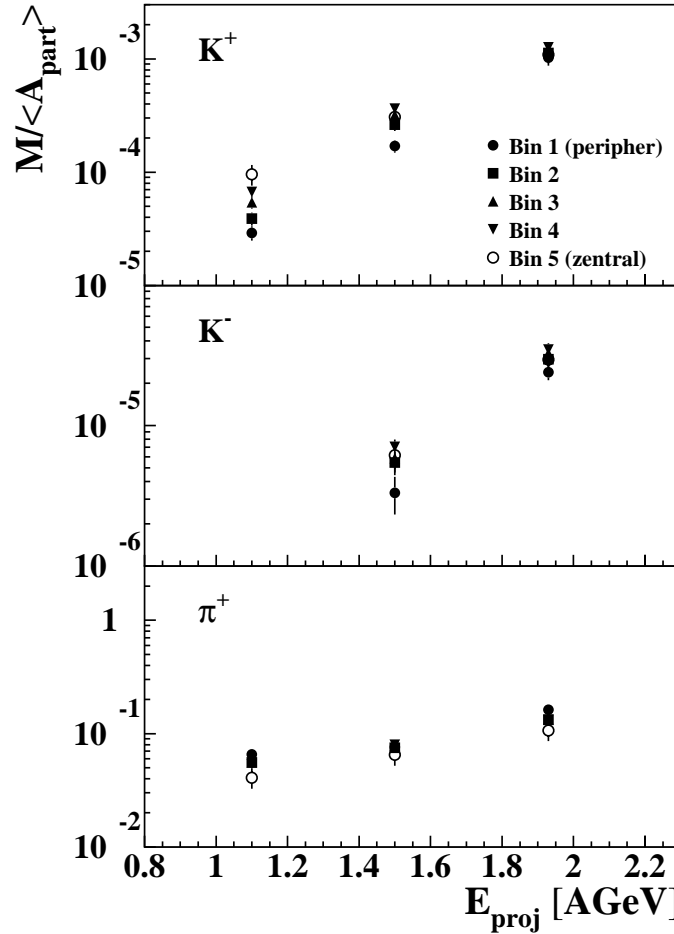


Abbildung 4.31: Multiplizität pro $\langle A_{part} \rangle$ als Funktion der Strahlenergie für alle Zentralitätsklassen. Im oberen Teil der Abbildung für K^+ , im mittleren Teil für K^- und im unteren Teil für π^+ .

4.6.3 Zentralitätsabhängige polare Anisotropie

Für die Daten bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV konnte eine zentralitätsabhängige Auswertung der polaren Anisotropie durchgeführt werden. Hierzu wurden die in den

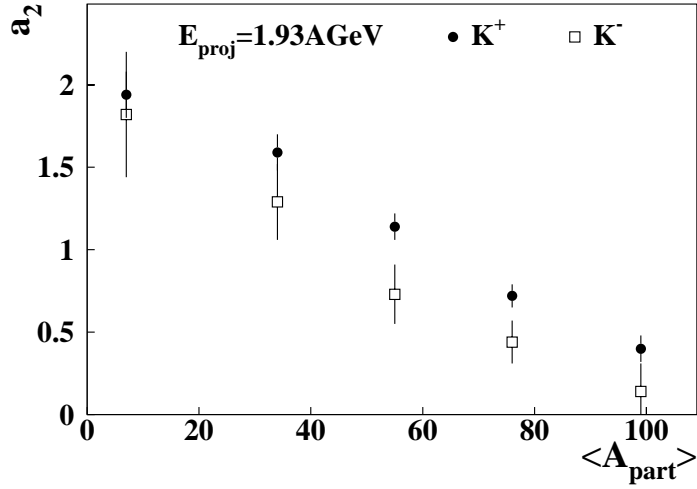


Abbildung 4.32: Zentralitätsabhängiger Anisotropieparameter für K^+ und K^- .

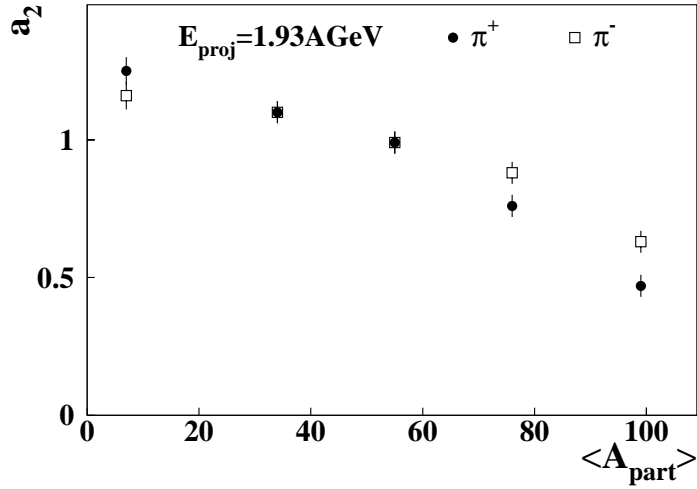


Abbildung 4.33: Zentralitätsabhängiger Anisotropieparameter für π^+ und π^- .

einzelnen Zentralitätsklassen bestimmten doppelt-differentiellen Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Laborwinkel simultan mit der Funktion 4.18 angepasst. Die sich bei dieser Anpassung ergebenden Anisotropieparameter a_2 für K^+ und K^- sind in Abbildung 4.32 als Funktion der mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$ gezeigt. Für die zentralitätsabhängigen Daten zeigt sich, wie für die inklusiven Daten, eine stärkere Anisotropie für K^+ als für K^- . Mit zunehmender Zentralität nimmt die Anisotropie für beide Teilchensorten ab und ist für die zentralste Klasse der K^- -Daten sogar mit einer polar isotropen Emission verträglich. Für die Pionen sind die entsprechenden Ergebnisse der Anpassungsfunktion 4.18 an die Daten in Abbildung 4.33 zu sehen.

4.7 Rapiditätsverteilungen

Die im Abschnitt 4.4 untersuchte polare Winkelverteilung führt in der Rapiditätsverteilung zu einer Verbreiterung gegenüber einer Rapiditätsverteilung, die einer isotropen Emission entspricht. Um dies im folgenden zu untersuchen, werden die experimentellen Bezugsgrößen p_{lab} und Θ_{cm} in die Größen y und p_t transformiert. Dies ist im oberen Teil der Abbildung 4.34 für alle bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV gemessenen Laborwinkel dargestellt.

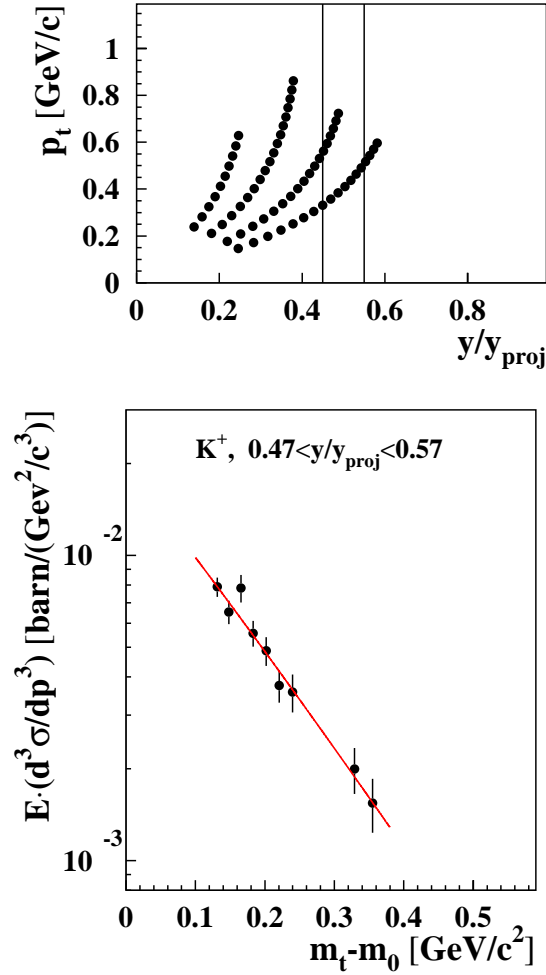


Abbildung 4.34: Gemessene Laborimpulsintervalle der K^+ für alle bei 1.93 AGeV gemessenen Laborwinkel als Funktion von p_t und normierter Rapidität y/y_{proj} (oben). Die Linien im oberen Teil der Abbildung stellen den Bereich der Rapidität ($0.47 \leq y/y_{proj} \leq 0.57$) dar, aus dem die Daten stammen, die im unteren Teil der Abbildung aufgetragen sind. Im unteren Teil ist der invariante Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse aufgetragen. Bei den Daten handelt es sich um zentrale K^+ -Ereignisse bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV mit $b < 2.2$ fm.

Die ausgefüllten Punkte sind alle im Experiment für K^+ gemessenen Impulsintervalle für die verschiedenen Laborwinkel aufgetragen als Funktion von y und p_t . Die eingezeichneten vertikalen Linien begrenzen einen Bereich von $0.47 \leq y/y_{proj} \leq 0.57$.

Im unteren Teil der Abbildung sind die invarianten Wirkungsquerschnitte für K^+ aller im Bereich $0.47 \leq y/y_{proj} \leq 0.57$ liegenden Impulsintervalle unabhängig ihres Laborwinkels als Funktion von $m_t - m_0$ aufgetragen. Die eingezeichnete Linie stellt eine Anpassung der Form

$$E \cdot \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C \cdot m_t \cdot c^2 \cdot \cosh(y) \cdot e^{-\frac{m_t \cdot c^2 \cdot \cosh(y)}{T}} \quad (4.30)$$

an die Daten dar.

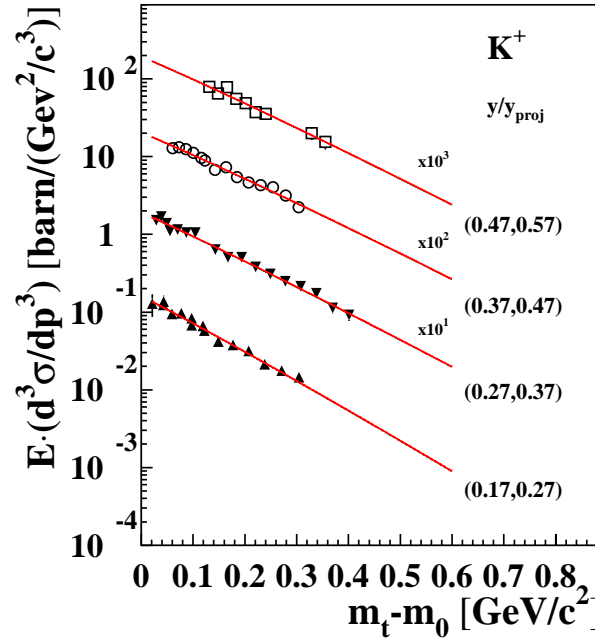


Abbildung 4.35: Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse für K^+ für die jeweils angegebenen Rapiditätsbereiche. Die Verteilungen wurden zur besseren Darstellung jeweils mit den angegebenen Skalierungsfaktoren skaliert. Die Daten stammen aus zentralen Stößen mit $b < 2.2$ fm.

In Abbildung 4.35 sind die durch diese Methode erhaltenen invarianten Wirkungsquerschnitte der K^+ für verschiedene Rapiditätsbereiche als Funktion von $m_t - m_0$ gezeigt. Die Auswahl der Bereiche wurde so vorgenommen, dass die Breite der Bereiche immer $\Delta y = 0.1$ beträgt und in allen Rapiditätsbereichen genügend Statistik für eine Anpassung der Daten mit Funktion 4.30 vorhanden ist. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen mit Funktion 4.30 dar. Die entsprechenden Ergebnisse für K^- und Protonen sind in den Abbildungen 4.36 und 4.37 gezeigt.

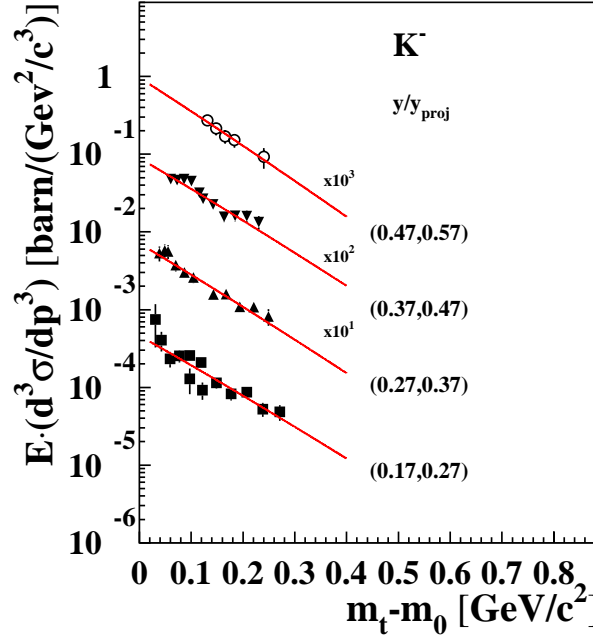


Abbildung 4.36: Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse für K^- für die jeweils angegebenen Rapiditybereiche. Die Verteilungen wurden zur besseren Darstellung jeweils mit den angegebenen Skalierungsfaktoren skaliert. Die Daten stammen aus zentralen Stößen mit $b < 2.2$ fm.

Um die Rapidityverteilung zu erhalten, wird für jeden Rapiditybereich das entsprechende Spektrum mit Funktion 4.30 angepasst und der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ durch Integration über den Transversalimpuls zu

$$\frac{d\sigma}{dy} = 2\pi \cdot \int_0^\infty C \cdot m_t \cdot c^2 \cdot \cosh(y) \cdot e^{-\frac{m_t \cdot c^2 \cdot \cosh(y)}{T}} p_t dp_t \quad . \quad (4.31)$$

bestimmt.

Die so bestimmten differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dy$ für K^+ sind in Abbildungen 4.38 als Funktion der Rapidity y_{cm} dargestellt. Eine Rapidity von $y_{cm} = 0$ liegt in dieser Auftragung bei Schwerpunktrapidity. Die entsprechenden Ergebnisse für K^- und Protonen sind in den Abbildungen 4.39 und 4.40 dargestellt.

Um den totalen Produktionswirkungsquerschnitt zu bestimmen, werden die $d\sigma/dy$ -Verteilungen für K^+ und K^- jeweils mit einer Funktion der Form

$$\frac{d\sigma}{dy} = C \cdot e^{\left(\frac{m_0}{T_B}\right)} \cdot \left[2 + 2 \cdot \frac{m_0}{T_B} + \frac{m_0^2}{T_B^2} \right] \cdot T_B^3 \quad (4.32)$$

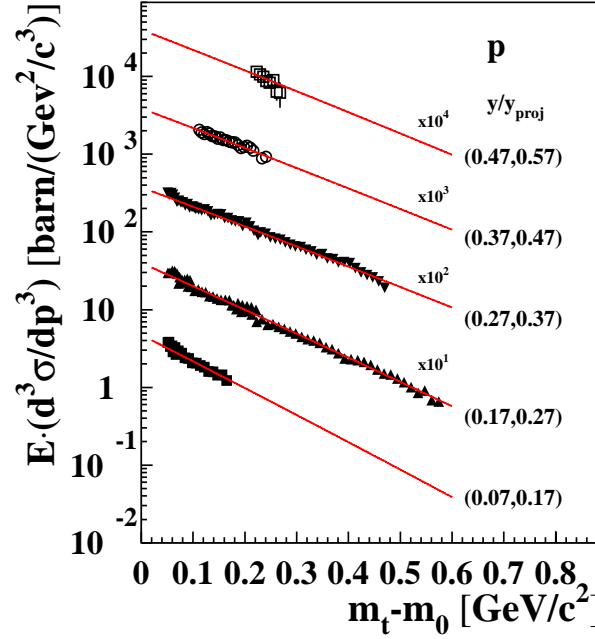


Abbildung 4.37: Invarianter Wirkungsquerschnitt als Funktion der transversalen Masse für Protonen für die jeweils angegebenen Rapiditätsbereiche. Die Verteilungen wurden zur besseren Darstellung jeweils mit den angegebenen Skalierungsfaktoren skaliert. Die Daten stammen aus zentralen Stößen mit $b < 2.2$ fm.

angepasst [Bra95]. Hierbei ist m_0 die Teilchenmasse und T_B ist der Steigungsparameter in jedem Rapiditätsintervall. Für eine isotrope thermische Quelle ist T_B nicht konstant, sondern ist eine Funktion der Rapidität

$$T_B = \frac{T}{\cosh(y - y_{cm})} \quad . \quad (4.33)$$

Wie in Abschnitt 4.6.3 gezeigt wurde, zeigen die zentralen K^- eine isotrope Teilchenemission. Die K^+ -Mesonen haben für zentrale Ereignisse eine nahezu isotrope Teilchenemission. Die Integration über die Rapidität

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\sigma}{dy} dy = \int_{-\infty}^{\infty} C \cdot e^{\left(\frac{m_0}{T_B}\right)} \cdot \left[2 + 2 \cdot \frac{m_0}{T_B} + \frac{m_0^2}{T_B^2} \right] \cdot T_B^3 \cdot dy \quad (4.34)$$

ergibt als Ergebnis den totalen Wirkungsquerschnitt. Die Ergebnisse für K^+ und K^- sind in Tabelle 4.14 angegeben.

Wie man Tabelle 4.14 entnehmen kann, stimmen die auf zwei verschiedene Weisen bestimmten Produktionswirkungsquerschnitte sehr gut überein. Hingegen passen die

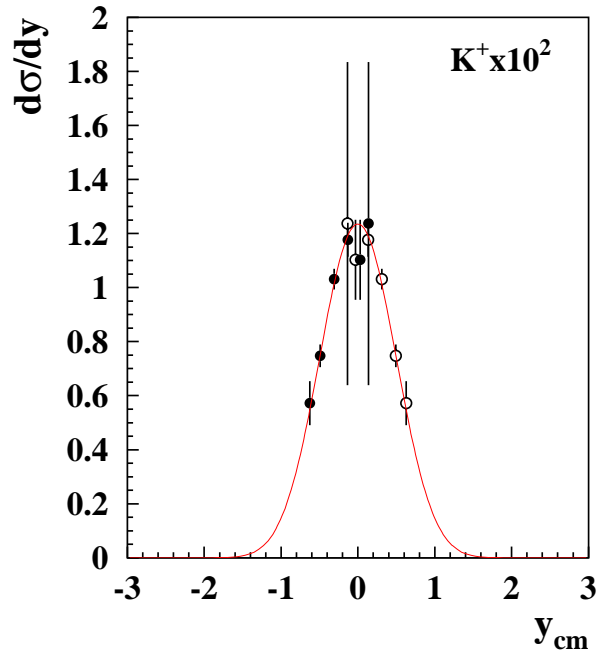


Abbildung 4.38: $d\sigma/dy$ als Funktion der Rapidität für K^+ . In dieser Auftragung liegt die Schwerpunktsrapidity bei $y_{cm} = 0$.

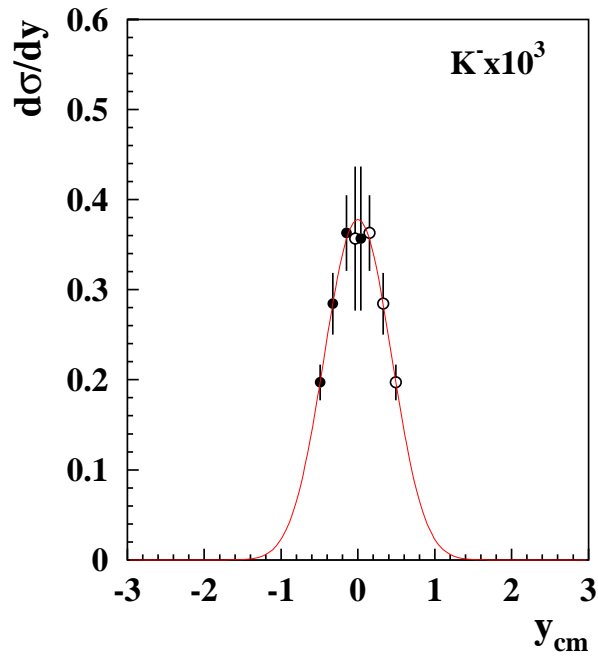


Abbildung 4.39: $d\sigma/dy$ als Funktion der Rapidität für K^- . In dieser Auftragung liegt die Schwerpunktsrapidity bei $y_{cm} = 0$.

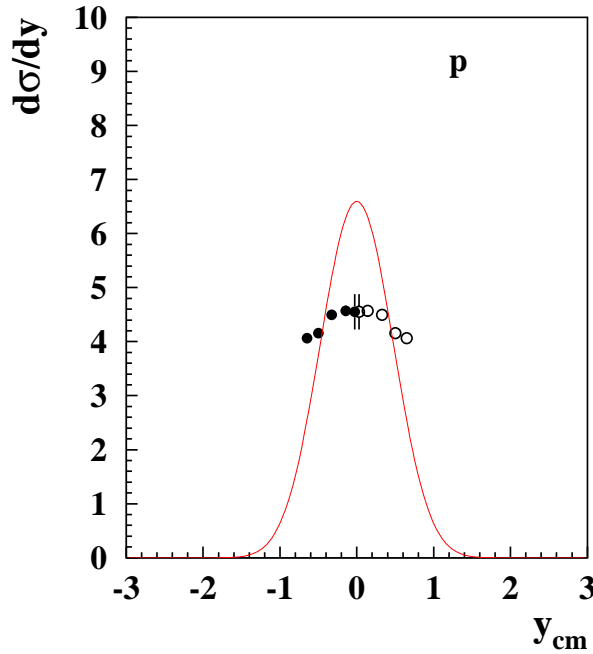


Abbildung 4.40: $d\sigma/dy$ als Funktion der Rapidity für Protonen. In dieser Auftragung liegt die Schwerpunktrapidity bei $y_{cm} = 0$.

Teilchen	Rapidity		Polar	
	T [MeV]	σ [mb]	T [MeV]	σ [mb]
K^+	138 ± 11	15.1 ± 0.6	116 ± 3	15.2 ± 0.5
K^-	101 ± 15	0.41 ± 0.04	96 ± 5	0.41 ± 0.03

Tabelle 4.14: Anpassungsparameter der Rapidityverteilungen. Die in der Tabelle angegebenen Werte für die Temperatur ergeben sich bei Anpassung der Rapidityverteilungen mit Anpassungsfunktion 4.32. Der totale Reaktionswirkungsquerschnitt ergibt sich durch Integration der Integrationsvorschrift 4.34 über die Rapidity. Zum Vergleich sind sowohl der Steigungsparameter und der totale Reaktionswirkungsquerschnitt angegeben, die sich für diese zentralen Ereignisse unter Berücksichtigung der polaren Winkelverteilung ergeben (siehe Abschnitte 4.4 und 4.6).

Temperaturen der K^+ nicht zusammen, wohingegen sie für die K^- im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Dies liegt für die K^+ an der nicht verschwindenden polaren Anisotropie, die zu einer größeren Breite der Rapidityverteilung führt. Diese größere Breite der Verteilung wird bei der Anpassung der Rapidityverteilung mit Funktion 4.32 durch eine entsprechend höhere Temperatur kompensiert. Bei den K^- ist diese Kompensation nicht nötig, da die K^- in zentralen Stößen isotrop emittiert werden.

Deutlich stärker ist dieser Effekt noch für die Protonen in Abbildung 4.40 zu erkennen, deren Rapidityverteilung gegenüber einer thermischen isotropen Quelle so stark

verbreitert ist, dass es nicht möglich ist, Funktion 4.32 an die Rapiditätsverteilung anzupassen.

4.8 Azimutale Teilchenemission

Die Auswertung der azimutalen Teilchenemission erfolgt wie in Abschnitt 3.6 beschrieben. Die Ergebnisse der K^+ -Emission als Funktion des Azimutwinkels Φ der Reaktionsebene ist in Abbildung 4.41 für die Strahlenergie von 1.93 AGeV gezeigt. Für diese Abbildung wurden die Zentralitätsklassen 2 und 3 zusammengefasst. Diese semizentralen Stöße decken einen Stoßparameterbereich von $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$ ab. Die Einteilung der Zentralitätsklassen erfolgt äquivalent der in Abschnitt 4.6 beschriebenen Einteilung, die für die Auswertung der zentralitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte benutzt wurde. In Tabelle 4.13 sind die entsprechenden Größen der einzelnen Zentralitätsklassen nochmals zusammengefasst.

Die in der Abbildung eingezeichneten Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 3.40 dar. Alle in der Abbildung angegebenen Parameter wurden wie in Abschnitt 3.6.4 beschrieben auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

Hierbei ist wie in Abschnitt 1 ausführlich geschrieben der Koeffizient v_1 ein Maß für die Stärke des gerichteten Flusses in die Reaktionsebene und v_2 ein Maß für die Stärke des elliptischen Flusses senkrecht zur ($\pm 90^\circ$) bzw. in die ($0^\circ, \pm 180^\circ$) Reaktionsebene.

1.93 AGeV

In Abbildung 4.41 sind auf der linken Seite die Azimutverteilungen der K^+ mit niedrigem Transversalimpuls ($0.2 \text{ GeV}/c \leq p_t \leq 0.5 \text{ GeV}/c$) für drei verschiedene Bereiche der normierten Rapidität y/y_{proj} gezeigt. In allen untersuchten Bereichen zeigen die K^+ eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene. Ein gerichteter Fluss in die Ebene ist nicht zu beobachten. Dahingegen zeigen K^+ mit großem Transversalimpuls ($0.5 \text{ GeV}/c \leq p_t \leq 0.8 \text{ GeV}/c$) ein ausgeprägtes Flußverhalten in die Ebene, welches mit zunehmender Rapidität von Targetrapidität zu Schwerpunktrapidität abnimmt und für Schwerpunktrapidität mit einem Wert von Null verträglich ist. Dieses Verschwinden des gerichteten Flusses bei Schwerpunktrapidität ist aufgrund von Symmetriebedingungen (siehe Abschnitt 1.2) zu erwarten. Im Gegensatz zu den K^+ mit niedrigem p_t zeigen hier nur die K^+ in der Nähe der Schwerpunktrapidität eine ausgeprägte Emission senkrecht zur Reaktionsebene.

In Abbildung 4.42 werden die azimutalen Verteilung der K^- -Emission in den selben p_t - und y/y_{proj} -Bereichen dargestellt, wie zuvor die K^+ . Für K^- mit hohem p_t ist aufgrund der geringen Statistik keine Aussage möglich. Bei K^- mit niedrigem p_t ist der gerichtete Fluss in die Ebene für alle drei Rapiditätsbereiche mit Null verträglich. Auch der elliptische Fluss ist in zwei der drei Rapiditätsbereiche mit Null verträglich. Für den Rapiditätsbereich um Schwerpunktrapidität ist dahingegen ein deutlicher

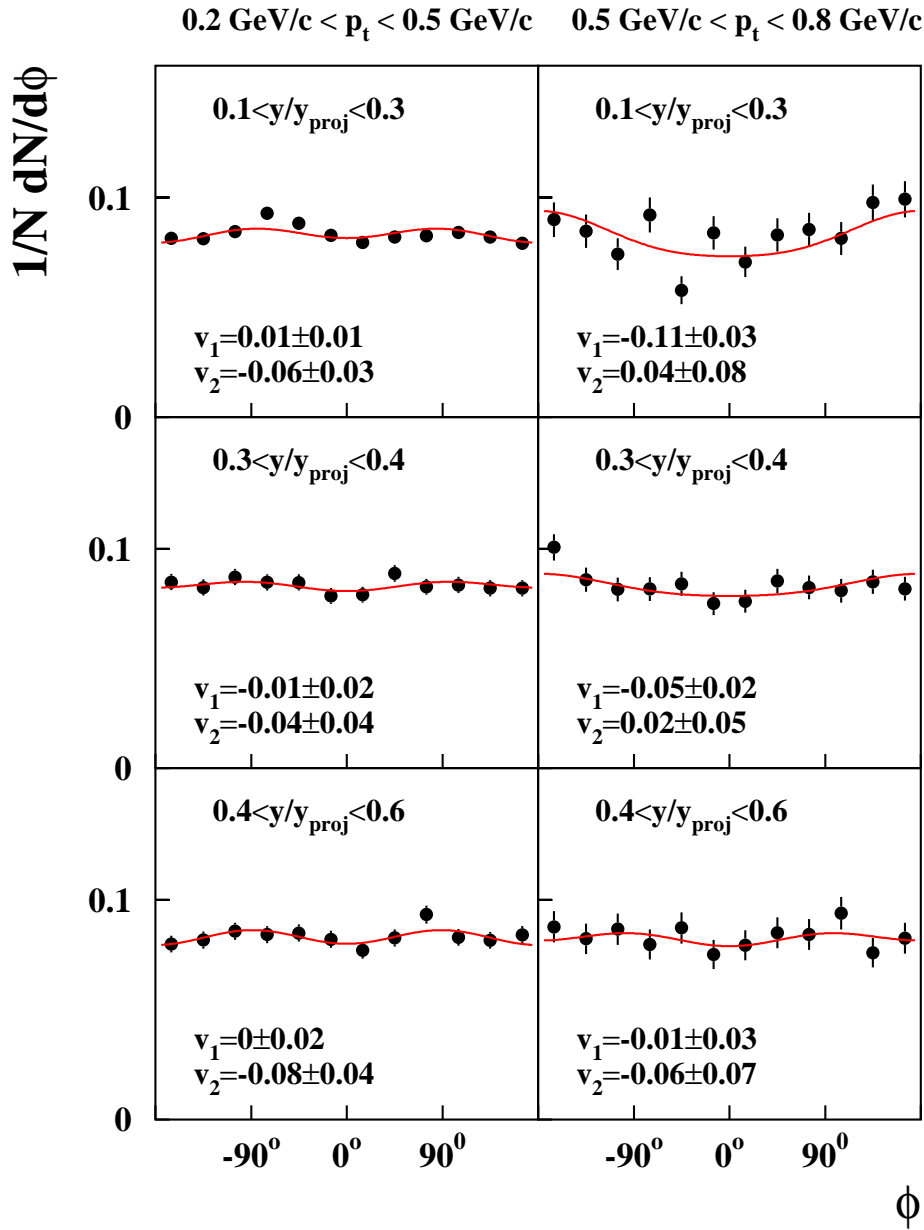


Abbildung 4.41: Azimutale K^+ -Verteilung bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ für drei Intervalle in normierter Rapidity und zwei verschiedene Intervalle im Transversalimpuls (links und rechts). Der Stoßparameter liegt zwischen $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 3.38 dar. Die angegebenen Parameter v_1 und v_2 sind bezüglich der Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

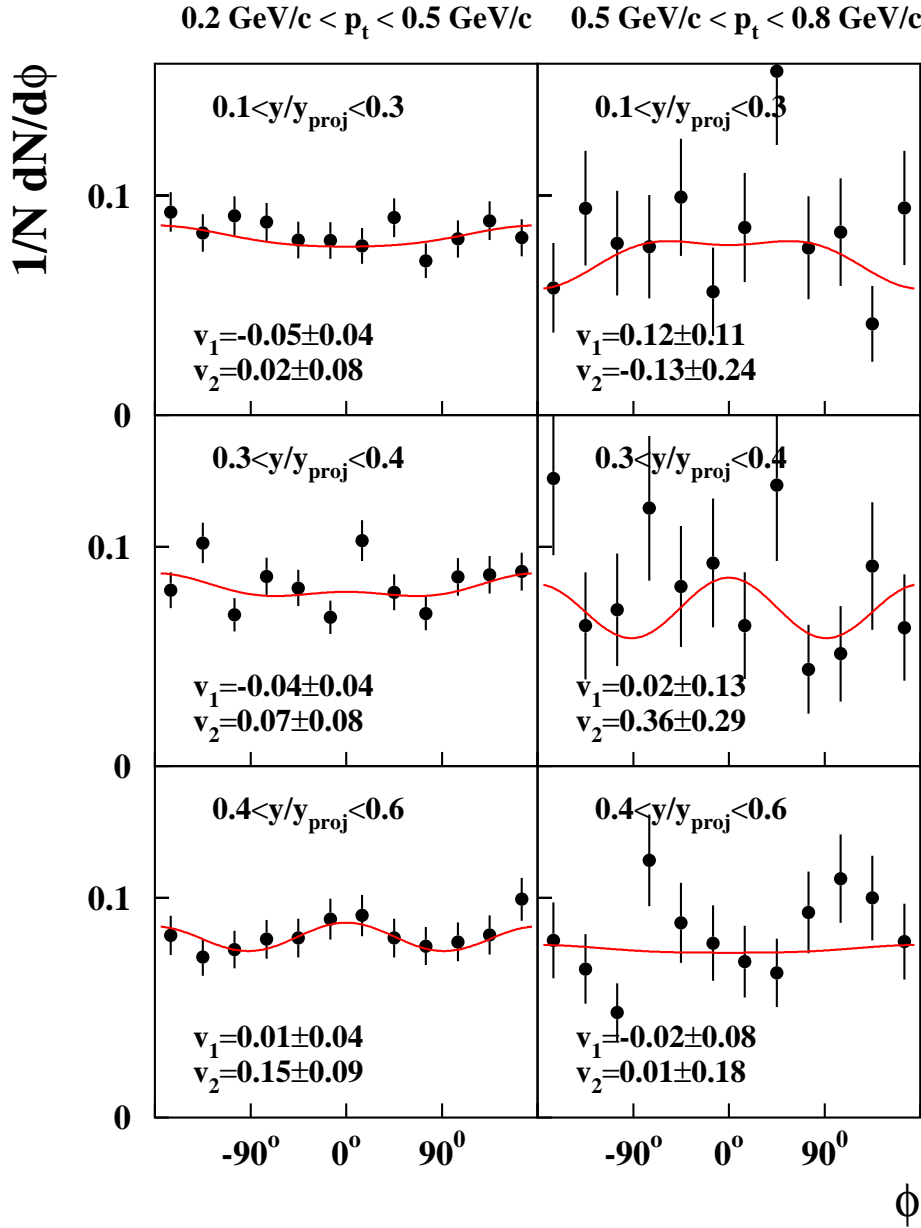


Abbildung 4.42: Azimutale K^- -Verteilung bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ für drei Intervalle in normierter Rapidität und zwei verschiedene Intervalle im Transversalimpuls (links und rechts). Der Stoßparameter liegt zwischen $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 3.38 dar. Die angegebenen Parameter v_1 und v_2 sind bezüglich der Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

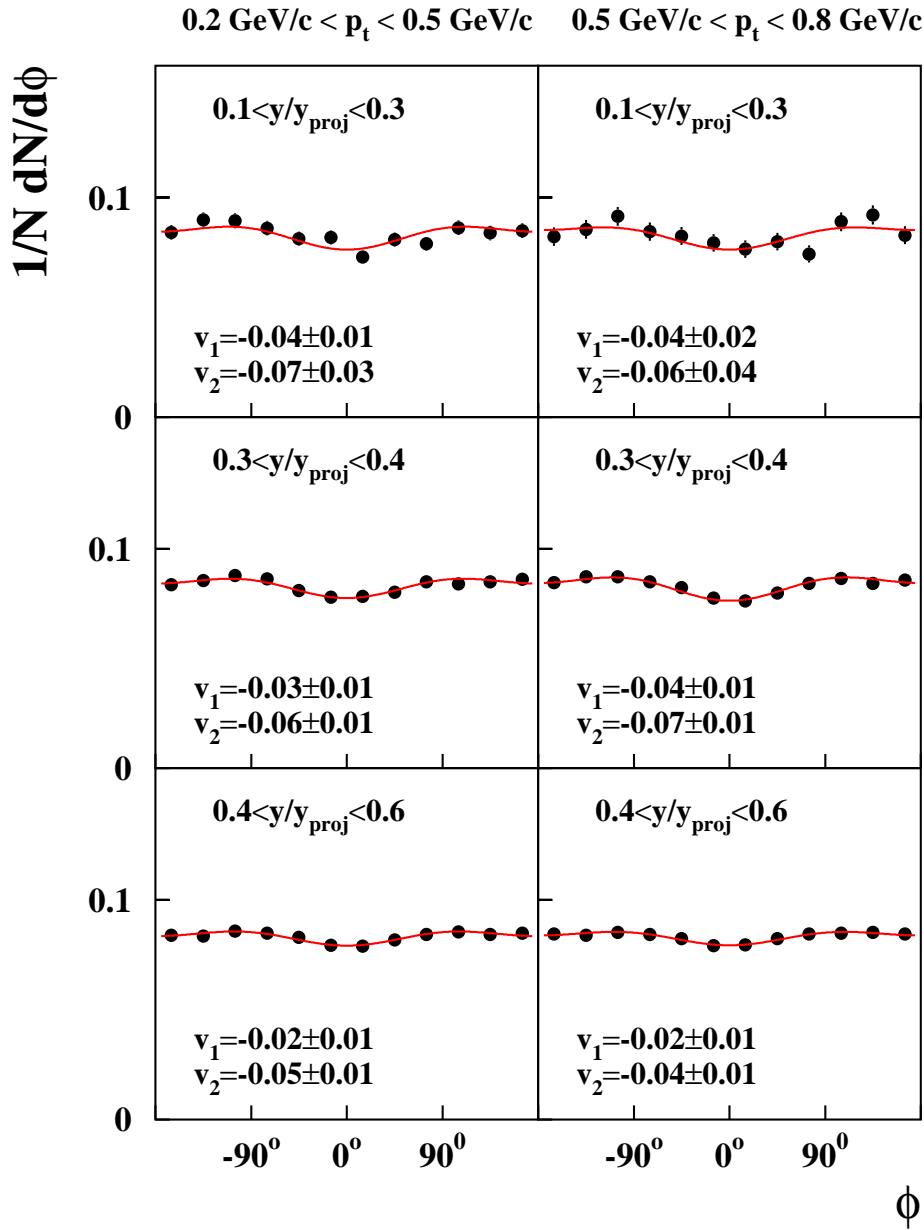


Abbildung 4.43: Azimutale π^- -Verteilung bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ für drei Intervalle in normierter Rapidität und zwei verschiedene Intervalle im Transversalimpuls (links und rechts). Der Stoßparameter liegt zwischen $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 3.38 dar. Die angegebenen Parameter v_1 und v_2 sind bezüglich der Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

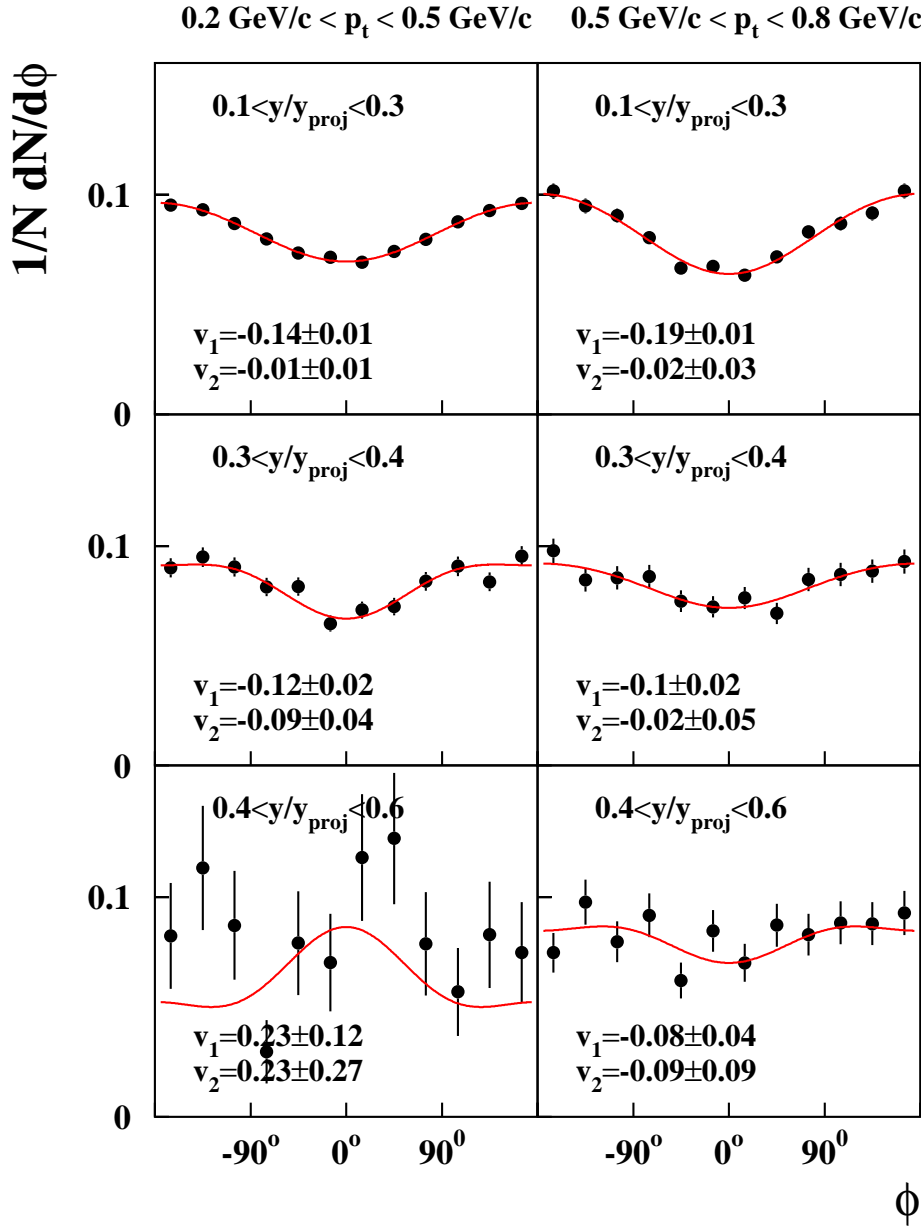


Abbildung 4.44: Azimutale Protonen-Verteilung bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$ für drei Intervalle in normierter Rapidity und zwei verschiedene Intervalle im Transversalimpuls (links und rechts). Der Stoßparameter liegt zwischen $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$. Die Linien stellen Anpassungen nach Gleichung 3.38 dar. Die angegebenen Parameter v_1 und v_2 sind bezüglich der Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

elliptischer Fluss zu erkennen. Im Gegensatz zu den K^+ ist dieser allerdings nicht senkrecht zur Reaktionsebene, sondern in die Reaktionsebene gerichtet.

Bei den im folgenden gezeigten Pionen bzw. Protonendaten handelt es sich um untersetzte Pionen oder Protonen aus den Kaonendatensätzen (siehe hierzu 2.4). Für die π^- ist in Abbildung 4.43 kein großer Unterschied zwischen den beiden p_t -Bereichen zu erkennen. Man beobachtet in beiden p_t -Bereichen eine leichte Abnahme der Stärke der π^- -Emission senkrecht zur Reaktionsebene mit zunehmender Rapidität von Targetrapidität zu Schwerpunktsrapidität. Im gleichen Maße nimmt der gerichtete Fluss in die Ebene mit zunehmender Rapidität leicht ab.

Für die Protonen erkennt man in Abbildung 4.44 eine Abnahme des gerichteten Flusses mit zunehmender Rapidität. Dass dieser für den Bereich um Schwerpunktsrapidität nicht verschwindet, wie es aufgrund der Symmetrie sein müsste, liegt an den gemessenen kinematischen Bereichen für Protonen. Die Messungen für Protonen enden bei $y/y_{proj} = 0.5$, so dass dieser Bereich asymmetrisch um Schwerpunktsrapidität gemessen wurde. Für den elliptischen Fluss ist bei den Protonen mit hohem p_t keine Abhängigkeit von der Rapidität zu beobachten. Bei den Protonen des niedrigen p_t -Bereichs ist eine deutliche Zunahme der Emission senkrecht zur Reaktionsebene zwischen den beiden Rapiditätsbereichen $0.1 < y/y_{proj} < 0.3$ und $0.3 < y/y_{proj} < 0.4$ zu beobachten. Aufgrund der schlechten Statistik für den Bereich um Schwerpunktsrapidität ist für diesen Bereich keine Aussage möglich.

1.5 AGeV

Bei der Strahlenergie von 1.5 AGeV ist eine Auswertung der K^+ - und somit auch der unteretzten π^+ - und der Protonendaten nicht möglich. Durch einen, um ca. einen Faktor 10 zu groß eingestellten Untersetzungsfaktor für die unteretzten Reaktionstrigger war es nicht möglich, die Korrekturen wie in Abschnitt 3.6.2 beschrieben durchzuführen. Das gleiche gilt für die 1.4 T Messung der K^- , weswegen auch diese in der weiteren Analyse nicht berücksichtigt wird. Vor der Messung der anderen Feldeinstellungen für die K^- -Daten wurde der Untersetzungsfaktor korrigiert, so dass eine Auswertung der K^- - und der unteretzten π^- -Daten für die Magnetfeldeinstellungen von 0.6 T und 0.9 T möglich ist. Aufgrund der geringen K^- -Statistik ist für $E_{proj} = 1.5$ AGeV keine Unterteilung der Daten bezüglich Transversalimpuls oder Rapidität möglich. In Abbildung 4.45 deutlich zu erkennen ist wie im Fall der K^- -Daten bei 1.93 AGeV die bevorzugte Emission der K^- in die Reaktionsebene.

Zum Vergleich sind in Abbildung 4.46 die aus den gleichen Datensätzen ausgewerteten π^- dargestellt. Diese zeigen wie erwartet eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene.

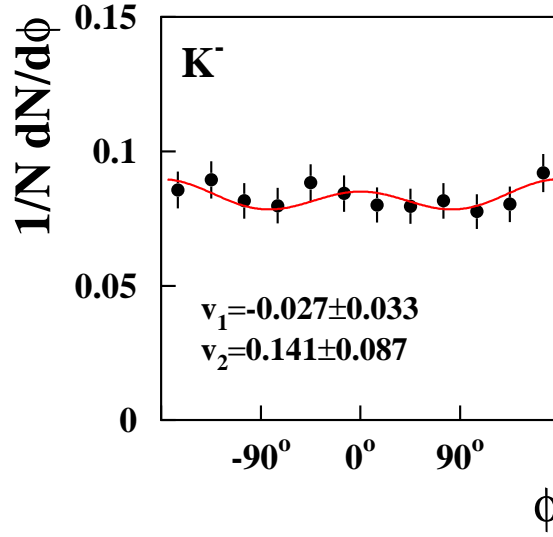


Abbildung 4.45: Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für K^- bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV. Bei der Auswertung konnten nur die Daten der Magnetfeldeinstellungen $B_{Dipol} = 0.6$ T und 0.9 T verwendet werden, so dass keine Einschränkungen bezüglich Rapidität und transversalem Impuls gemacht werden konnten. Aufgrund der geringen Statistik wurden zur Darstellung die Zentralitätsbereiche 1-4 ($b \geq 2.2$ fm) zusammengefasst.

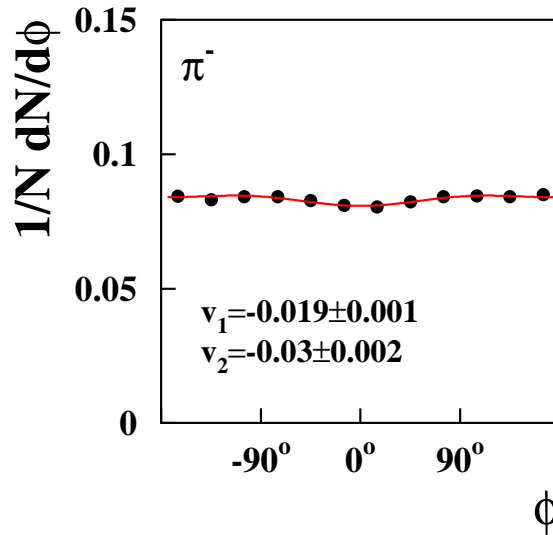


Abbildung 4.46: Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für π^- bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV. Bei der Auswertung konnten nur die Daten der Magnetfeldeinstellungen $B_{Dipol} = 0.6$ T und 0.9 T verwendet werden, so dass keine Einschränkungen bezüglich Rapidität und transversalem Impuls gemacht werden konnten. Zum Vergleich mit den K^- wurden ebenfalls die Zentralitätsbereiche 1-4 ($b \geq 2.2$ fm) zusammengefasst.

1.1 AGeV

In Abbildung 4.47 ist die azimutale Verteilung der K^+ bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV gezeigt. Man erkennt eine deutliche Emission der K^+ senkrecht zur Reaktionsebene, die in der gleichen Größenordnung wie bei den Pionen dieser Strahlenergie (siehe Abbildung 4.48) liegt.

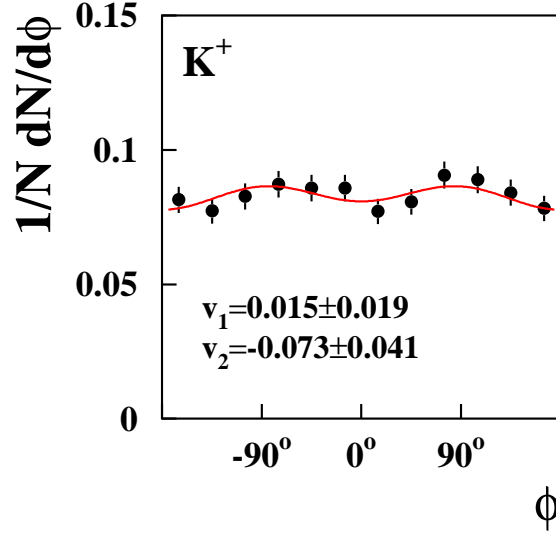


Abbildung 4.47: Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für K^+ bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV. Bei der Auswertung der Daten wurden keine Einschränkungen bezüglich Rapidität und transversalem Impuls gemacht. Der gemessene Phasenraum ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Der Stoßparameterbereich in dem die Daten ausgewertet wurden liegt zwischen $4.1 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$.

Auch die Protonen zeigen einen nicht verschwindenden elliptischen Fluss senkrecht zur Reaktionsebene. Da die Protonen bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV zum Teil in der Nähe der Targetrapidität emittiert werden (siehe Abbildung 4.3), zeigen sie auch einen nicht verschwindenden gerichteten Fluss in die Reaktionsebene. Auch die π^+ zeigen einen nicht verschwindenden gerichteten Fluss in die Reaktionsebene, da sie zum größten Teil im Bereich von $0.6 < y/y_{proj} < 0.8$ emittiert werden.

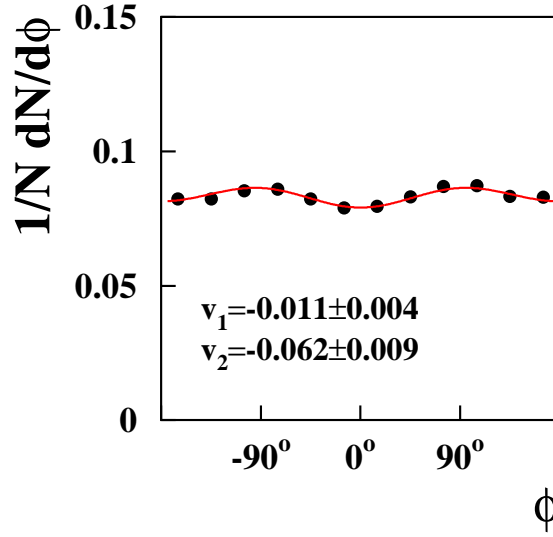


Abbildung 4.48: Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für π^+ bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV. Bei der Auswertung der Daten wurden keine Einschränkungen bezüglich Rapidität und transversalen Impuls gemacht. Der gemessene Phasenraum ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Der Stoßparameterbereich in dem die Daten ausgewertet wurden liegt zwischen $4.1 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$.

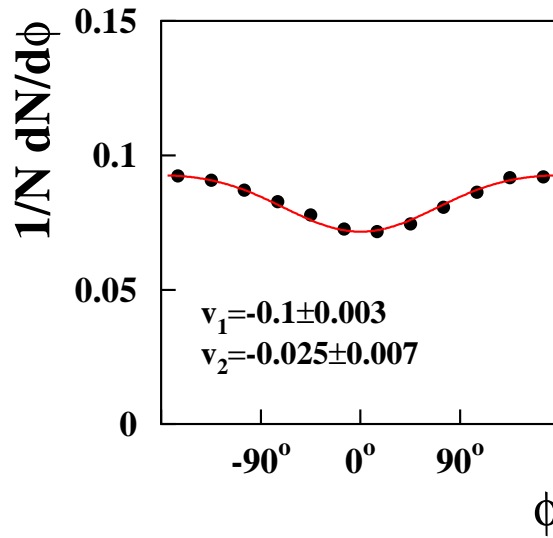


Abbildung 4.49: Azimutale Verteilung der Reaktionsebene für Protonen bei $E_{proj} = 1.1$ AGeV. Bei der Auswertung der Daten wurden keine Einschränkungen bezüglich Rapidität und transversalen Impuls gemacht. Der gemessene Phasenraum ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Der Stoßparameterbereich in dem die Daten ausgewertet wurden liegt zwischen $4.1 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$.

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Hinweise auf die Kopplung der K^- -Produktion an die K^+ -Produktion

Wie in Kapitel 1 beschrieben, liegt die Schwelle für die Strahlenergie, ab der im Labor genügend Energie zur K^+ -Produktion im elementaren Produktionsprozess zur Verfügung steht, bei $E_{proj} = 1.58$ GeV. Die entsprechende Schwelle für die K^- -Produktion beträgt $E_{proj} = 2.55$ GeV. Bei den untersuchten Strahlenergien werden also nur die K^+ bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV oberhalb dieser Schwelle produziert. Eine Produktion unterhalb dieser Schwelle beruht auf der Möglichkeit in Vielstufenprozessen Energie zu akkumulieren, um schließlich ein K^+ bzw. ein K^- zu produzieren.

Im folgenden werden für die untersuchten Strahlenergien die so genannten Excess¹-Energien für die Produktion der verschiedenen Teilchen berechnet. Die Excess-Energie ergibt sich als Differenz der im Nukleon-Nukleon-Stoß zur Verfügung stehenden Energie \sqrt{s} und der zur Teilchenproduktion benötigten Energie $\sqrt{s_{th}}$. Diese zur Teilchenproduktion mindestens benötigte Energie ergibt sich für den jeweils energetisch günstigsten Reaktionskanal der K^+ -Produktion

$$NN \rightarrow N\Lambda K^+ \quad (5.1)$$

bzw.

$$NN \rightarrow NNK^+K^- \quad (5.2)$$

für die K^- -Produktion zu

$$\sqrt{s_{th}^{K^+}} = m_{Nukleon} \cdot c^2 + m_{\Lambda} \cdot c^2 + m_{K^+} \cdot c^2 = 2.55 \text{ GeV} \quad (5.3)$$

¹engl. für Überschuss

und

$$\sqrt{s_{th}^{K^-}} = 2 \cdot m_{Nukleon} \cdot c^2 + m_{K^+} \cdot c^2 + m_{K^-} \cdot c^2 = 2.86 \text{ GeV} \quad . \quad (5.4)$$

Die Energieschwelle für Pionenproduktion beträgt zum Vergleich 2.016 GeV, was einer Strahlenergie von $E_{proj} = 0.29 \text{ GeV}$ im Labor entspricht. Die zur Verfügung stehende Energie im Schwerpunktssystem ergibt sich für ein im Laborsystem ruhendes Target zu

$$\sqrt{s} = \sqrt{(m_P \cdot c^2)^2 + (m_T \cdot c^2)^2 + 2 \cdot (E_{proj} + (m_P \cdot c^2)) \cdot m_P \cdot c^2} \quad , \quad (5.5)$$

wobei E_{proj} die kinetische Energie und m_P die Masse des Projektils sind und m_T die Masse des Targets ist. Im Falle eines Nukleon-Nukleon-Stoßes ist beides m_N die Nukleonenmasse.

Für die verschiedenen Strahlenergien des Experimentes sind die entsprechenden Excess-Energien für Pionen, K^+ und K^- in Tabelle 5.1 angegeben.

$E_{proj} \text{ [AGeV]}$	$\sqrt{s} \text{ [GeV]}$	$\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}^\pi} \text{ [GeV]}$	$\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}^{K^+}} \text{ [GeV]}$	$\sqrt{s} - \sqrt{s_{th}^{K^-}} \text{ [GeV]}$
1.1	2.363	0.347	-0.187	-
1.5	2.517	0.501	-0.033	-0.343
1.93	2.672	0.656	0.122	-0.188

Tabelle 5.1: Die Excess-Energien für die verschiedenen gemessenen Strahlenergien.

Interessant ist nun der Vergleich der K^- -Produktion bei 1.93 AGeV mit der K^+ -Produktion bei 1.1 AGeV, da die Excess-Energie für diese beiden Fälle nahezu identisch ist. Frühere Untersuchungen zu dieser Frage [Lau99][Bar97] ließen vermuten, dass K^+ und K^- bei gleichem Abstand zu ihrer Produktionsschwelle mit gleicher Häufigkeit produziert werden.

In Abbildung 5.1 sind die K^\pm -Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie für das Stoßsystem C+C [Lau98] gezeigt. Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die Wirkungsquerschnitte für K^+ bei den Strahlenergien $E_{proj} = 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.8$ und 2.0 AGeV , die offenen Symbole stellen die Wirkungsquerschnitte für K^- bei $E_{proj} = 1.5, 1.8$ und 2.0 AGeV dar. Die Linie stellt eine Anpassung mit einer Potenzfunktion der Form $\sigma_{tot} = (m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}})^\alpha$ dar. Bis auf den K^- -Datenpunkt bei $E_{proj} = 0.8 \text{ AGeV}$ passt die Annahme, dass K^+ und K^- bei gleichem Abstand zu ihrer Produktionsschwelle mit gleicher Häufigkeit produziert werden sehr gut zu den Datenpunkten.

Auch die Daten aus [Bar97] lassen diese Schlussfolgerung zu. Im Rahmen der Fehler stimmen dort die K^+ -Wirkungsquerschnitte bei 1.0 AGeV und die K^- -Wirkungsquerschnitte bei 1.8 AGeV überein.

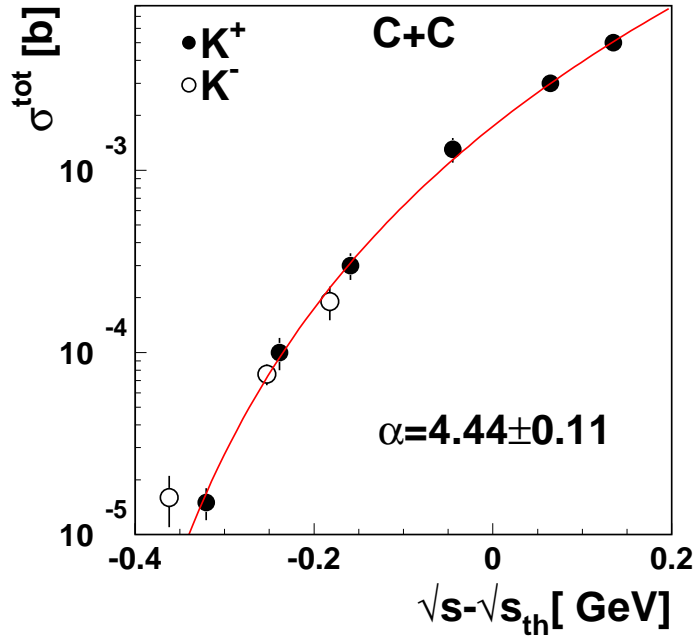


Abbildung 5.1: Die K^\pm -Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie für das Stoßsystem $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Das Bild ist [Lau98] entnommen. Die ausgefüllten Symbole repräsentieren die Wirkungsquerschnitte für K^+ bei den Strahlenergien $E_{proj} = 0.8, 1.0, 1.2, 1.5, 1.8$ und 2.0 AGeV, die offenen Symbole stellen die Wirkungsquerschnitte für K^- bei $E_{proj} = 1.5, 1.8$ und 2.0 AGeV dar. Die Linie stellt eine Anpassung mit einer Potenzfunktion der Form $\sigma_{tot} \approx (m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}})^\alpha$ dar.

In Abbildung 5.2 sind die im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Ni-Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie aufgetragen. Da für die Daten aus [Bar97] kein totaler Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Winkelverteilung vorhanden ist, werden diese Daten in der Abbildung 5.2 nicht gezeigt. Die entsprechenden Daten unter Annahme einer isotropen Emission aus [Bar97] sind in Abbildung 4.23 zusammen mit den Daten dieser Arbeit dargestellt. Wie man erkennen kann, fallen in Abbildung 5.2 die Produktionswirkungsquerschnitte für K^+ und K^- nicht, wie im Falle von C+C, auf eine gemeinsame Kurve, sondern es gibt für jede Teilchensorte eine Anregungsfunktion. Die eingezeichneten Linien stellen jeweils Anpassungen mit Potenzfunktionen der Form $\sigma_{tot} \approx (m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}})^\alpha$ an K^+ bzw. K^- -Daten dar.

Beide Anregungsfunktionen zeigen deutlich unterschiedliche Steigungen. Es gibt daher einen Bereich, an dem die Produktionsquerschnitte für K^+ und K^- identisch sind. Mit den bestimmten Anpassungsfunktionen ergibt sich ein Kreuzungspunkt, der bei einer Excess-Energie von -0.3 GeV liegt, was Strahlenergien von $E_{proj} = 1.65$ AGeV für K^+

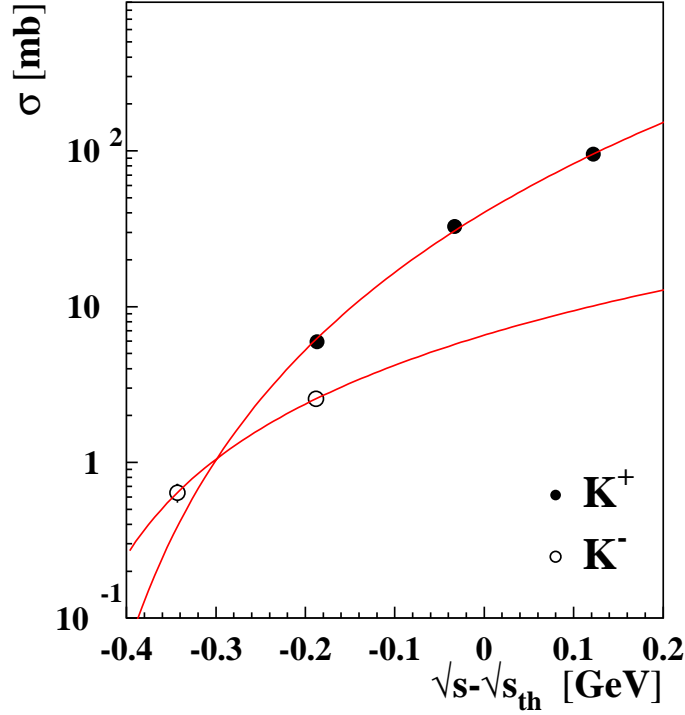


Abbildung 5.2: Totaler Produktionswirkungsquerschnitt für K^+ und K^- als Funktion der Excess-Energie. Die eingezeichneten Linien stellen jeweils Anpassungen mit Potenzfunktionen der Form $\sigma_{tot} \approx (m_K + \sqrt{s} - \sqrt{s_{th}})^\alpha$ an die K^+ und K^- -Daten dar.

und $E_{proj} = 0.85$ AGeV für K^- entspricht.

Dies stellt keinen Widerspruch zu Abbildung 5.1 dar. Durch die K^- -Daten ließe sich auch eine separate Funktion legen, die zu einem ähnlichen Kreuzungspunkt führen würde. Auch zu den Daten aus [Bar97] steht dieses Ergebnis nicht im Widerspruch, da die Messungen bei 1.0 und 1.8 AGeV in der Nähe dieses Kreuzungspunktes der Anregungsfunktionen liegen.

Die Annahme identischer Anregungsfunktionen für K^+ und K^- als Funktion der Excess-Energie ist, wie gezeigt, nicht richtig, sondern man hat zwei verschieden steile Anregungsfunktionen, die sich im bei GSI untersuchten Energiebereich schneiden. Dieser Schnittpunkt der Anregungsfunktionen ist bemerkenswert, da es einen solchen Schnittpunkt bei den Anregungsfunktionen der K^\pm -Produktion in Proton-Proton-Stößen in der Nähe der Schwelle nicht gibt. Wie in Abbildung 5.3 zu sehen ist, werden in Proton-Proton-Stößen nahe der Schwelle mindestens 10 mal mehr K^+ als K^- produziert.

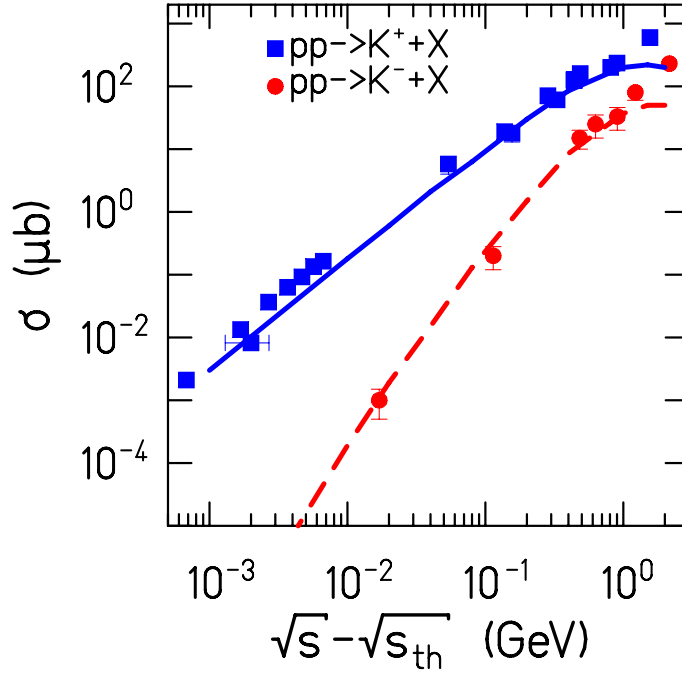


Abbildung 5.3: K^\pm -Produktionswirkungsquerschnitte als Funktion der Excess-Energie in elementaren Proton-Proton-Stößen. Die Abbildung ist [Sen99] entnommen. Die Daten stammen aus [Hog68], [Fla84], [Bal96], [Bal98] und [Que01]. Die Linien repräsentieren Parametrisierungen der Daten nach [Sib95] und [Sib97].

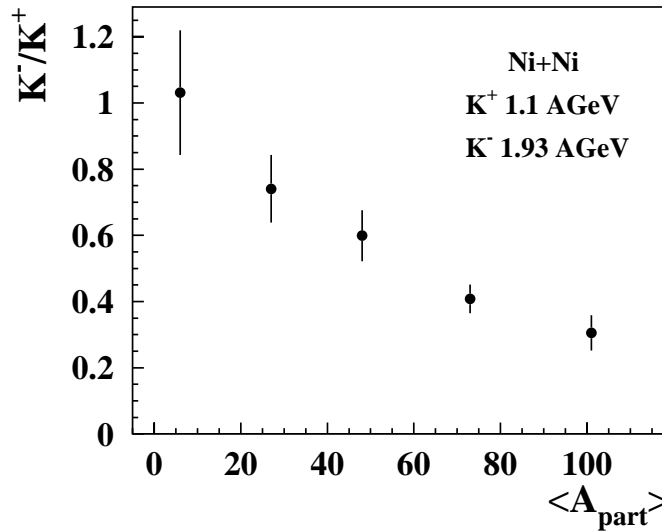


Abbildung 5.4: K^-/K^+ -Verhältnis bei gleicher Excess-Energie als Funktion der mittleren Anzahl partizipierender Nukleonen $\langle A_{\text{part}} \rangle$. Die K^+ -Daten stammen aus der Auswertung bei $E_{\text{proj}} = 1.1 \text{ AGeV}$, die K^- -Daten stammen aus der Auswertung bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$.

Vergleicht man nun in Abbildung 5.4 das K^-/K^+ -Verhältnis in Ni+Ni-Reaktionen bei gleicher Excess-Energie (K^- bei 1.93 AGeV und K^+ bei 1.1 AGeV) als Funktion der mittleren Anzahl am Stoß teilnehmender Teilchen $\langle A_{part} \rangle$ so sieht man, dass das Verhältnis mit zunehmender Zentralität stark abfällt. Dies bedeutet, dass in zentralen Stößen bei gleicher zur Verfügung stehender Energie deutlich mehr K^+ als K^- produziert werden. Dies widerspricht der einfachen Annahme, dass die Produktionswahrscheinlichkeit nur von der zur Verfügung stehenden Energie abhängt, da dieses Verhältnis in diesem Fall konstant sein sollte.

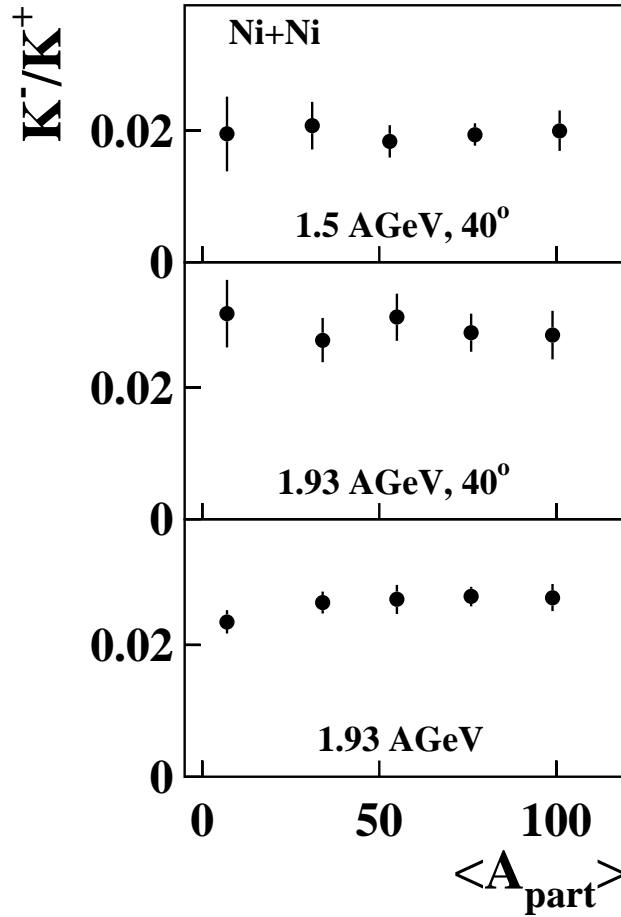


Abbildung 5.5: K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für Ni+Ni-Reaktionen bei 1.5 AGeV (oben) und 1.93 AGeV (Mitte), jeweils für einen Laborwinkel von 40°. Im unteren Teil ist das K^-/K^+ -Verhältnis gezeigt, das sich aus den bei 1.93 AGeV bestimmten totalen Wirkungsquerschnitten unter Berücksichtigung der polaren Winkelverteilung ergibt.

Vergleicht man hingegen das K^-/K^+ -Verhältnis bei gleichen Strahlenergien (siehe Abbildung 5.5) erkennt man, dass das Verhältnis nahezu unabhängig von der Zentralität des Stoßes ist. Dies ist in der Abbildung 5.5 für das K^-/K^+ -Verhältnis bei einem

Laborwinkel $\Theta_{lab} = 40^\circ$ für 1.5 AGeV (oben) und 1.93 AGeV (Mitte) gezeigt. Die dabei benutzten Wirkungsquerschnitte ergeben sich, wie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben, unter Annahme isotroper Emission, als 4π integrierter Wirkungsquerschnitt des in diesem Laborwinkel gemessenen Wirkungsquerschnitts. Für die Daten bei 1.93 AGeV ist zusätzlich noch das Ergebnis gezeigt, das sich aus den totalen Reaktionswirkungsquerschnitten bei Berücksichtigung der gemessenen Winkelverteilung ergibt.

In Abbildung 5.6 sind neben den Ni-Daten bei 1.5 AGeV zum Vergleich auch Daten aus Au+Au-Reaktionen bei 1.5 AGeV ([For03b]) für einen Laborwinkel von $\Theta_{lab} = 40^\circ$ gezeigt. Im oberen Teil ist die Multiplizität pro mittlerer Anzahl von Partizipanten $M/\langle A_{part} \rangle$ als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für K^+ gezeigt. Die offenen Quadrate stellen dabei die Ergebnisse der Ni-Daten dar. Die vollen Kreise sind die Ergebnisse der Au-Daten. Im mittleren Teil der Abbildung ist entsprechend $M/\langle A_{part} \rangle$ als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für K^- gezeigt. Im unteren Teil des Bildes ist das K^-/K^+ -Verhältnis beider Datensätze als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ gezeigt. Dieses ist für beide Datensätze, abgesehen von einem leichten Abfall der Au-Daten zu zentralen Reaktionen, nahezu konstant. Die eingezeichnete schraffierte Fläche stellt die Ergebnisse einer Simulationsrechnung mit dem Transportmodell IQMD [Har03b][Har03a] für die Au-Daten dar. Die gestrichelte Linie ist die Vorhersage eines thermischen Modells [Cle00].

Die Konstanz des K^-/K^+ -Verhältnisses als Funktion der Zentralität wird über einen weiten Bereich von Strahlenergien beobachtet [Oes02]. Abbildung 5.7 zeigt die Ergebnisse dieser Arbeit zusammen mit Daten bei AGS- [Ahl98], SPS- [Sik99] und RHIC-Energien [Har02]. Die eingezeichneten Linien stellen Vorhersagen eines statistischen Modells [Cle00] für die jeweiligen Energien dar.

Bei hohen Strahlenergien nähert sich das K^-/K^+ -Verhältnis dem Wert von 1 an, da dort die Produktion sehr weit oberhalb der Schwelle stattfindet. Damit ergibt sich das beobachtete konstante K^-/K^+ -Verhältnis. Dies zeigt sich auch in den Rechnungen mit dem statistischen Modell, da für diese Energien großkanonisch gerechnet werden kann, und sich somit ein zentralitätsunabhängiges K^-/K^+ -Verhältnis ergibt.

Da die Anzahl der Kaonen pro Reaktion bei SIS-Energien dagegen sehr klein ist, und somit die “Strangenesserhaltung” im thermischen Modell pro Stoß berücksichtigt werden muss, muss bei diesen Energien kanonisch gerechnet werden. Die sich hieraus ergebende Zentralitätsabhängigkeit der K^+ bzw. K^- -Multiplizität kürzt sich aber bei der Verhältnisbildung heraus, so dass sich mit dem statistischen Modell auch bei niedrigen Energien ein konstantes K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion der Zentralität ergibt. Dass sich auch für die experimentellen Daten ein solches konstantes Verhältnis ergibt, legt somit einen Zusammenhang zwischen der K^+ - und der K^- -Produktion nahe.

Transportmodellrechnungen sagen bei Strahlenergien im SIS-Bereich voraus, dass nahezu alle K^+ zusammen mit Hyperonen, in Reaktionen wie z.B. $NN \rightarrow NK^+Y$ oder $\pi N \rightarrow K^+Y$, produziert werden [Fuc01][Cas99][Aic91]. Für K^- bei SIS-Energien sagen die Transportmodelle IQMD und RBUU voraus, dass die Produktion durch den

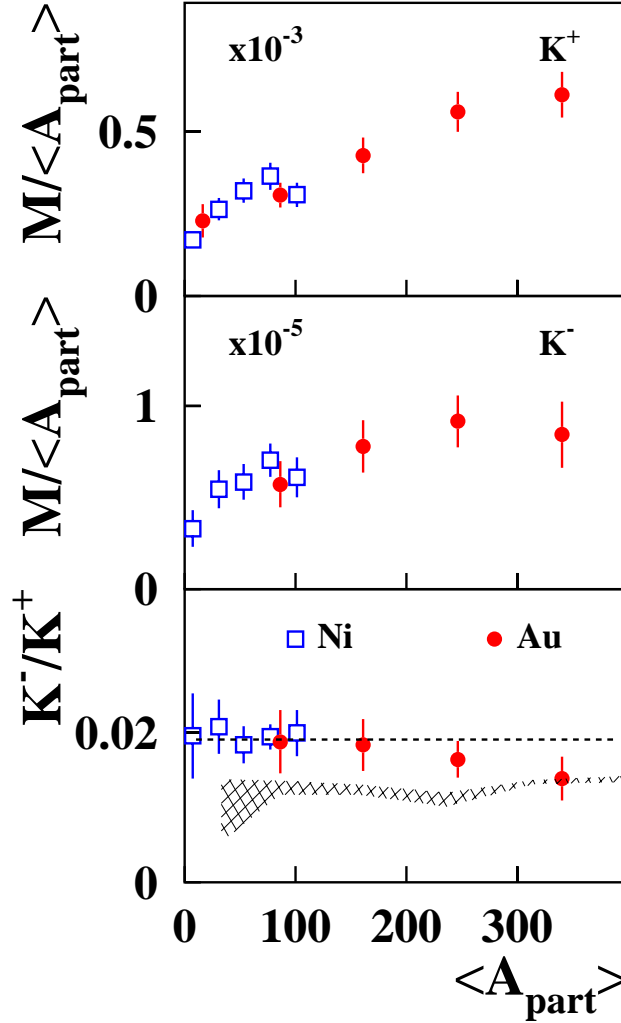


Abbildung 5.6: K^+ - (oben) bzw. K^- -Multiplizitäten (Mitte) pro mittlerer Anzahl am Stoß partizipierender Nukleonen $M/\langle A_{part} \rangle$ als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ für die Daten bei $E_{proj} = 1.5$ AGeV und $\Theta_{lab} = 40^\circ$. Im unteren Teil ist das daraus resultierende K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion von $\langle A_{part} \rangle$ gezeigt. Die vollen Kreise stellen die Ergebnisse für Au+Au-Reaktionen [For03b] dar. Die offenen Quadrate sind die in Abschnitt 4.6 bestimmten Ergebnisse für Ni+Ni-Reaktionen. Die gestrichelte Linie ist eine Vorhersage eines statistischen Modells [Cle00], die unabhängig vom Stoßsystem ist. Die schraffierte Fläche ist das Ergebnis einer Rechnung mit dem Transportmodell IQMD [Har03b] für die Au-Daten.

“strangeness-exchange”-Prozess dominiert wird [Ko83][Cas03][Har03b]. Hierbei wird in Prozessen, wie z.B. $\pi Y \rightarrow NK^-$ kein neues $s\bar{s}$ -Quark-Antiquark-Paar erzeugt, sondern ein schon vorher existierendes \bar{s} -Quark zwischen dem Hyperon und dem Pion ausgetauscht. Da die Hyperonen, die an dem Prozess beteiligt sind, wie beschrieben

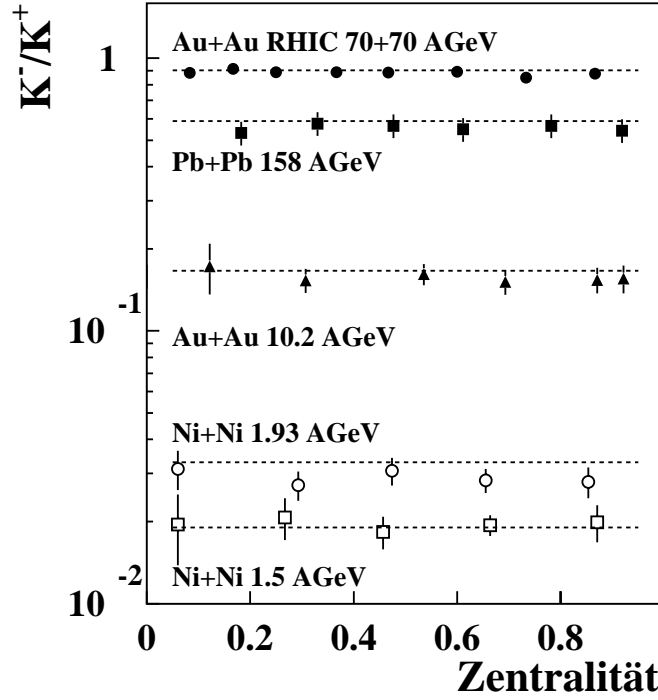


Abbildung 5.7: Das K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion der Zentralität ist unabhängig von der Strahlenergie im Bereich zwischen SIS und RHIC nahezu konstant. Die gestrichelten Linien sind Vorhersagen eines statistischen Modells [Cle00]. Die Daten bei höheren Energien stammen aus [Ahl98], [Sik99] und [Har02]

zusammen mit den K^+ produziert worden sind und die K^- -Produktion hauptsächlich über Kanäle abläuft, an denen diese Hyperonen beteiligt sind, gibt es bei SIS-Energien somit eine starke Kopplung der K^- an die K^+ -Produktion.

Da dieser Prozess nur in Schwerionenreaktionen und nicht in Proton-Proton-Stößen existiert, ist der K^- -Produktionswirkungsquerschnitt in Proton-Proton-Stößen als Funktion der Excess-Energie immer deutlich kleiner als der K^+ -Produktionswirkungsquerschnitt.

5.1.1 Zeitabhängigkeit der K^+ - und K^- -Produktion

Wenn, wie im vorigen Abschnitt dargestellt, der “strangeness-exchange”-Prozess die Produktion der K^- dominiert, hat dies auch Auswirkungen auf die Produktionszeit der K^- , da in einem ersten Stoß zuerst ein Hyperon zusammen mit einem K^+ produziert werden muss, und dieses Hyperon anschließend mit einem Pion wechselwirken muss. Außerdem wird ein großer Teil der produzierten K^- aufgrund der kleinen mittleren freien Weglänge von $\lambda_{K^-} \approx 0.8$ fm der K^- sehr schnell wieder absorbiert,

wohingegen die produzierten K^+ aufgrund ihrer großen mittleren freien Weglänge von $\lambda_{K^+} \approx 5$ fm ohne große Wechselwirkung die Reaktionszone verlassen können. Da die K^- in der Reaktionszone sehr schnell absorbiert werden, können die im Experiment nachgewiesenen K^- nur aus einer späteren Phase der Reaktion stammen, wenn die Reaktionszone aufgrund von Expansion so verdünnt ist, dass die produzierten K^- nicht mehr mit der übrigen Materie in der Reaktionszone wechselwirken. Falls also der “Strangeness-exchange”-Prozess der dominierende Kanal für die K^- -Produktion bei SIS-Energien ist, werden die K^- später als die K^+ produziert.

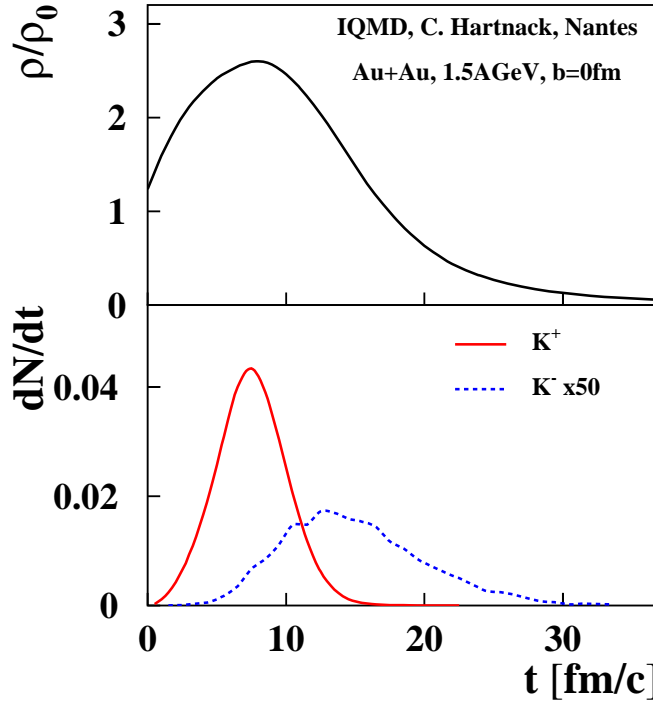


Abbildung 5.8: Zeitabhängigkeit der K^+ und K^- -Produktion im IQMD-Modell [Har03a] am Beispiel von zentralen Au+Au-Reaktionen. Im oberen Teil der Abbildung ist die in der Reaktionszone erreichte Dichte als Funktion der Zeit t dargestellt. Der untere Teil der Abbildung zeigt die Produktionsrate der K^+ und K^- , die die Reaktionszone verlassen haben, als Funktion ihrer Produktionszeit.

Diese Überlegungen werden auch durch Ergebnisse einer Simulationsrechnung mit dem Transportmodell IQMD [Har03a] bestätigt. Abbildung 5.8 zeigt am Beispiel einer Rechnung für zentrale Au+Au-Reaktionen die Zeitabhängigkeit der K^+ und K^- -Emission. Im unteren Teil der Abbildung ist die Produktionsrate für K^+ und K^- , die die Reaktionszone verlassen haben, als Funktion ihrer Produktionszeit gezeigt. Die K^- wurden zur besseren Darstellung mit einem Faktor 50 skaliert. Im oberen Teil der Abbildung ist zum Vergleich die in der Reaktionszone erreichte Dichte als Funktion der Zeit t dargestellt.

Die meisten K^+ werden nach dieser Modellrechnung und in Übereinstimmung zu den oben gemachten Annahmen während der frühen und hochdichten Phase der Reaktion emittiert. Im Gegensatz dazu wird das Maximum der K^- -Emission erst nach ca. 10-15 fm/c erreicht und ein großer Teil der K^- werden erst dann emittiert, wenn die K^+ -Emission schon abgeschlossen ist.

Diese unterschiedlichen Produktionszeiten der K^+ und K^- sollten sich auch auf die im Experiment untersuchten Observablen auswirken. Eine Observable, an der man diese Unterschiede in der Produktionszeit sehen sollte, ist die polare Winkelverteilung der emittierten K^+ und K^- . Nach den obigen Überlegungen werden K^+ sehr früh während der Reaktion erzeugt und nahezu ohne Wechselwirkung emittiert. Dies hat zur Folge, dass die emittierten K^+ noch Informationen über die Vorzugsrichtung der an ihrer Produktion beteiligten Strahlteilchen nach außen tragen. Da die K^- in diesem Szenario nicht nur später emittiert werden, sondern das in ihnen enthaltene s-Quark auch schon mehrfach ausgetauscht wurde, tragen diese K^- weniger Informationen über die ursprüngliche Vorzugsrichtung der Strahlteilchen nach außen, was zu einer weniger starken polaren Anisotropie führt.

Dieser Unterschied in der polaren Winkelverteilung der K^+ und K^- wird auch im Experiment beobachtet. Wie in Abschnitt 4.4 untersucht, ist die Stärke der Anisotropie, der Anisotropieparameter a_2 für inklusive K^+ -Daten mit $a_2 = 0.89 \pm 0.06$ größer als für inklusive K^- -Daten mit $a_2 = 0.63 \pm 0.09$. Deutlicher wird dieser Trend in der zentralitätsabhängigen K^+ und K^- -Produktion. Wie man in Abbildung 5.9 sehen kann ist hier auch der Anisotropieparameter a_2 für K^+ größer als für K^- . In zentralen Stößen ist die polare Winkelverteilung der K^- nahezu isotrop.

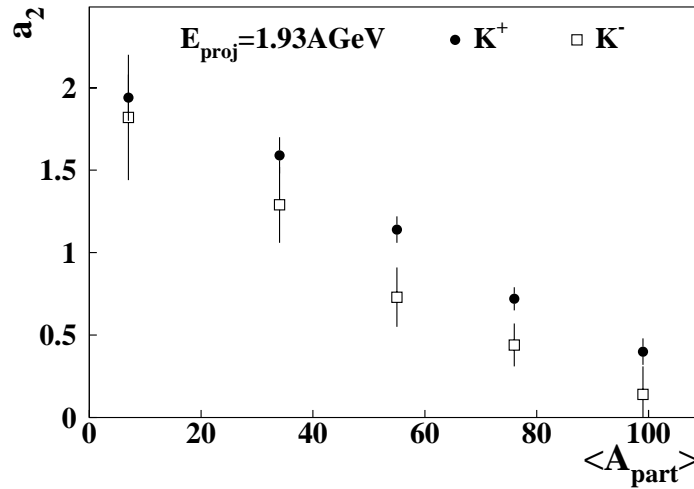


Abbildung 5.9: Zentralitätsabhängiger Anisotropieparameter für K^+ und K^- .

Neben den polaren Winkelverteilungen unterscheiden sich auch die Steigungsparameter von K^+ und K^- erheblich. Der Unterschied beträgt bei der Strahlenergie von 1.93 AGeV ca. 15 MeV. Dies gilt wiederum sowohl für die inklusiven Daten, als auch

für die zentralitätsabhängigen Daten. Neben der Strahlenergie von 1.93 AGeV wurde dieser Unterschied auch bei einer Strahlenergie von 1.5 AGeV, sowohl im Stoßsystem Ni+Ni, als auch bei Au+Au-Reaktionen [For03b] beobachtet. Auch hier wurde der Unterschied sowohl für inklusive Daten, als auch für die zentralitätsabhängigen Daten gefunden. Die Steigungsparameter für K^+ und K^- als Funktion der mittleren Anzahl von Partizipanten ist in Abbildung 5.10 gezeigt. Im linken Teil ist das Ergebnis bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV für Ni+Ni-Reaktionen gezeigt. Der rechte Teil der Abbildung zeigt den Vergleich der Steigungsparameter für K^+ und K^- als Funktion der mittleren Anzahl von Partizipanten zwischen Ni+Ni- und Au+Au-Reaktionen bei 1.5 AGeV.

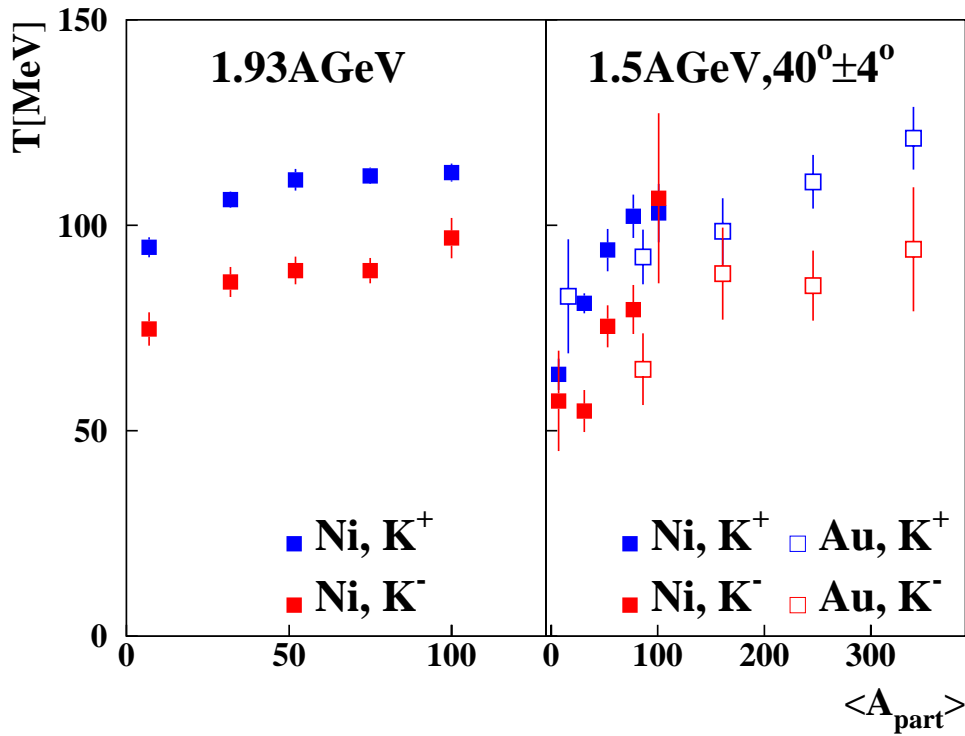


Abbildung 5.10: Steigungsparameter für K^+ und K^- als Funktion der Zentralität. Links für Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{\text{proj}} = 1.93 \text{ AGeV}$. Rechts für Ni+Ni- und Au+Au-Reaktionen bei $E_{\text{proj}} = 1.5 \text{ AGeV}$ und $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$.

Dieses Ergebnis scheint wieder mit dem weiter oben beschriebenen Szenario der Zeitabhängigkeit der Emission zusammenzupassen. Die K^+ werden in einer frühen Phase der Reaktion produziert, weswegen ihre Energieverteilung die große Energiedichte in der Reaktionszone widerspiegelt und somit große Steigungsparameter aufweist. Die K^- werden später produziert, wenn die Energiedichte in der Reaktionszone aufgrund der Expansion schon kleiner ist. Die Steigungsparameter der K^- sind somit kleiner als die der K^+ .

Eine alternative Erklärung für die verschiedenen Steigungsparameter von K^+ und K^-

könnten aber auch die in Abschnitt 1 beschriebenen Kaon-Nukleon-Potentiale sein. Ein repulsives K^+ -Nukleon-Potential würde die K^+ beschleunigen, so dass sie einen größeren Steigungsparameter bekommen würden. Dahingegen würde das attraktive K^- -Nukleon-Potential die K^- abbremesen, was für diese zu einem kleineren Steigungsparameter führen könnte.

5.2 Radialer Fluss und Temperatur

In den bisherigen Abschnitten wurde bei der Charakterisierung der Spektren durch Boltzmann-Verteilungen immer von Steigungsparametern gesprochen. Die Boltzmann-Verteilung beschreibt im allgemeinen allerdings eine thermische Verteilung mit einer gegebenen Temperatur T . Das Gleichsetzen der Steigungsparameter mit der Temperatur wurde aber bisher aus folgendem Grund unterlassen: Wenn es sich bei den Steigungsparametern tatsächlich um eine Temperatur handeln würde, so sollten alle Teilchensorten unabhängig ihrer Masse die selben Steigungsparameter und somit die selbe Temperatur haben. Wie in Abschnitt 4.2.3 gezeigt wurde, ist dies bei den in diesem Experiment untersuchten Teilchensorten nicht der Fall.

Diese Tatsache wurde erstmals bei Experimenten am BEVALAC [Bro84], in Übereinstimmung mit Vorhersagen hydrodynamischer Modelle [Sto86][Sch74] beobachtet. Bei diesen wird die Reaktionszone als eine nicht relativistische Flüssigkeit, mit einer durch den Druck nach außen gerichteten Expansion betrachtet. Dadurch bewegen sich alle Teilchen mit derselben Geschwindigkeit nach außen, wodurch die mittlere kinetische Energie $\langle E \rangle$ von der Teilchenmasse abhängt. Die Überlagerung dieser radialen Expansion und der thermischen Bewegung der Teilchen führt somit zu einem Anstieg der mittleren kinetischen Energie mit zunehmender Teilchenmasse.

Der gemessene Steigungsparameter T ist somit auch eine Überlagerung der Temperatur der Quelle und der radialen Expansion der Quelle. Eine hierfür gebräuchliche Anpassungsfunktion, die beide Komponenten berücksichtigt stammt von Siemens und Rasmussen [Sie79]

$$E \cdot \left(\frac{d^3\sigma}{dp^3} \right) = C \cdot m_t \cdot c^2 \cdot \cosh y \cdot e^{-\gamma_r E/T} \cdot \left[\left(\gamma_r + \frac{T}{E} \right) \frac{\sinh \alpha}{\alpha} - \frac{T}{E} \cosh \alpha \right] \quad , \quad (5.6)$$

mit $\gamma_r = 1/\sqrt{1 - \beta_r^2}$ und $\alpha = (\gamma_r \cdot \beta_r \cdot p \cdot c)/T$.

Um die wirklichen Temperaturen der Quelle und die Geschwindigkeit der radialen Expansion bei Ni+Ni-Reaktionen mit $E_{proj} = 1.93$ AGeV zu bestimmen, werden die gemessenen Teilchenspektren im Bereich der Schwerpunktsrapidität $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$ (siehe Abschnitt 4.7) für zentrale Reaktionen mit der obigen Funktion angepasst. Die

Einschränkung auf zentrale Reaktionen erfolgt, da nur für diese eine radiale Expansion definiert ist. In Abbildung 5.11 sind die K^+ und K^- -Wirkungsquerschnitte als Funktion von $m_t - m_0$ für die zentralste Ereignisklasse in einem Rapiditätsintervall $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$ gezeigt. Die eingezeichneten Linien stellen Anpassungen der Funktion 5.6 an die Daten dar. Die Anpassungsparameter können Tabelle 5.2 entnommen werden.

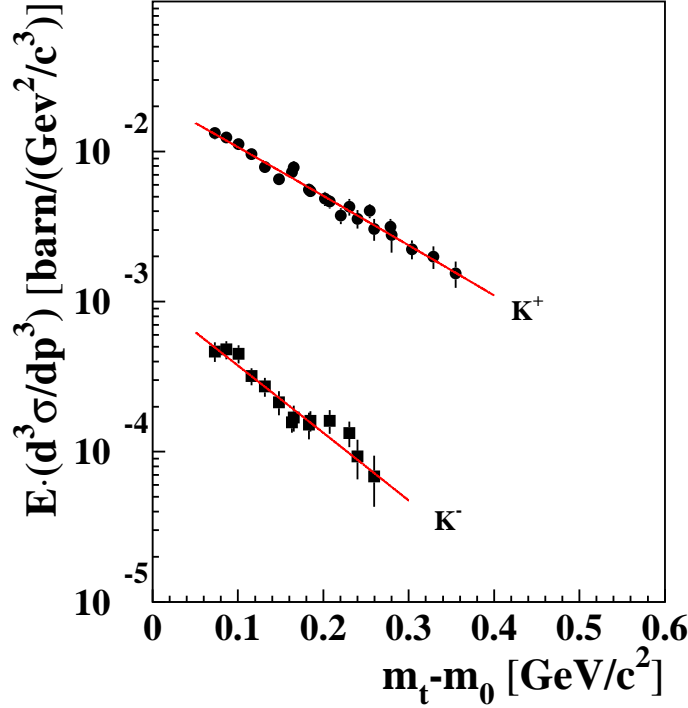


Abbildung 5.11: Invarianter Wirkungsquerschnitt für K^+ und K^- als Funktion von $m_t - m_0$. Gezeigt sind die Daten der zentralsten Klasse für $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$. Die Linien stellen Anpassungen an die Daten nach Siemens-Rasmussen (Gleichung 5.6) dar. Die entsprechenden Anpassungsparameter können Tabelle 5.2 entnommen werden.

Teilchensorte	C [barn/(GeV ² /c ³)]	T [MeV]	β
K^+	69.4 ± 21.7	74.6 ± 2.9	0.45 ± 0.02
K^-	9.2 ± 6.5	62.8 ± 4.8	0.36 ± 0.06

Tabelle 5.2: Anpassungsparameter für eine Anpassung mit “Siemens-Rasmussen”. Die angegebenen Werte ergeben sich bei Anpassung der Funktion 5.6 an die K^+ bzw. K^- Daten der zentralsten Ereignisklasse in einem Rapiditätsintervall $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$.

Die Temperaturen, die sich bei dieser Anpassung für K^+ und K^- ergeben, unterscheiden sich um ca. 15 MeV. Diese Differenz liegt in der gleichen Größenordnung, wie der

Unterschied in den Steigungsparametern der sich bei einer Anpassung der Wirkungsquerschnitte mit einer Maxwell-Boltzmann-Funktion ergibt. Die radiale Expansionsgeschwindigkeit für K^- ist ca. 0.1 c kleiner als für K^+ . Der gemessene Unterschied in den Steigungsparametern für K^+ und K^- beruht somit auf den Unterschieden in den Temperaturen der Quelle und nicht auf stark unterschiedlichen radialen Geschwindigkeiten für die Kaonen.

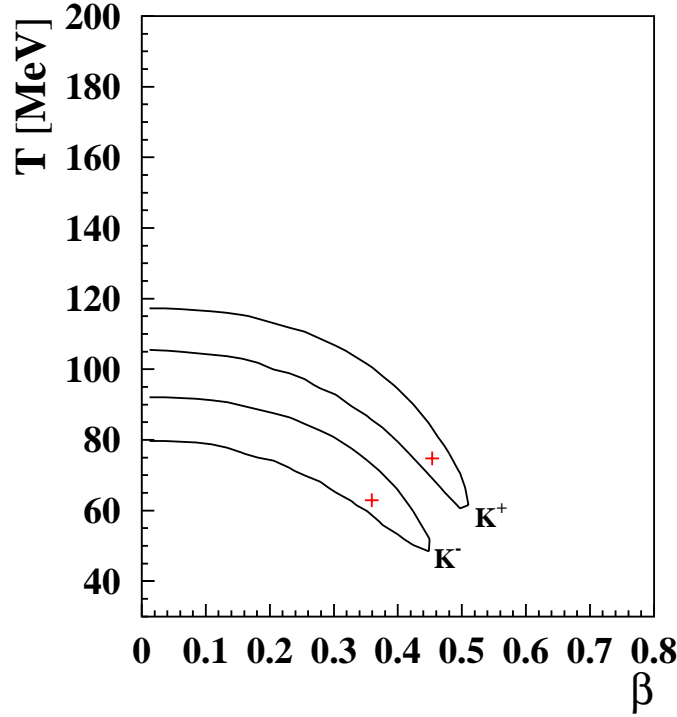


Abbildung 5.12: $1\text{-}\sigma$ -Konfidenzintervalle für K^+ und K^- . Die Anpassungen an die Daten wurden mit der im Text beschriebenen Methode durchgeführt. Die Linien zeigen den Bereich in dem der Messwert mit einer $1\text{-}\sigma$ Unsicherheit liegt. Die Kreuze zeigen das Minimum χ^2 -Verteilung.

Da sich bei der Untersuchung gezeigt hat, dass die Anpassungsprozedur sehr empfindlich auf die Startparameter ist, wurde ein weiteres Verfahren angewendet: Hierzu wurde in einem Bereich von $30 \text{ MeV} < T < 200 \text{ MeV}$ und $0 < \beta < 0.8$ jeweils ein Wertepaar β, T vorgegeben. Die Anpassung vereinfacht sich somit zur Bestimmung des Parameters C an die Daten, bei festgehaltenen Werten für β und T . Für jedes dieser Wertepaare wird die Güte dieser Anpassung mittels des χ^2 bestimmt. Aus den χ^2 -Werten für alle Wertepaare β, T ergibt sich eine Hyperfläche in der T - β -Ebene. Um nun das $1\text{-}\sigma$ Konfidenzintervall zu finden, wird die Höhenlinie bei $\chi^2_{min} + 1$ bestimmt, die genau diesem $1\text{-}\sigma$ -Konfidenzintervall entspricht [Bev03]. Somit liegt mit einer 68.3%-igen Wahrscheinlichkeit der gesuchte Wert innerhalb dieses Intervalls. In Abbildung 5.12 sind diese $1\text{-}\sigma$ -Konfidenzintervalle für K^+ und K^- eingezeichnet. Zu

erkennen ist die deutliche Separation zwischen den Bereichen von K^+ und K^- . Die eingezeichneten Kreuze entsprechen den Wertepaaren für β, T , bei denen das Minimum des χ^2 liegt.

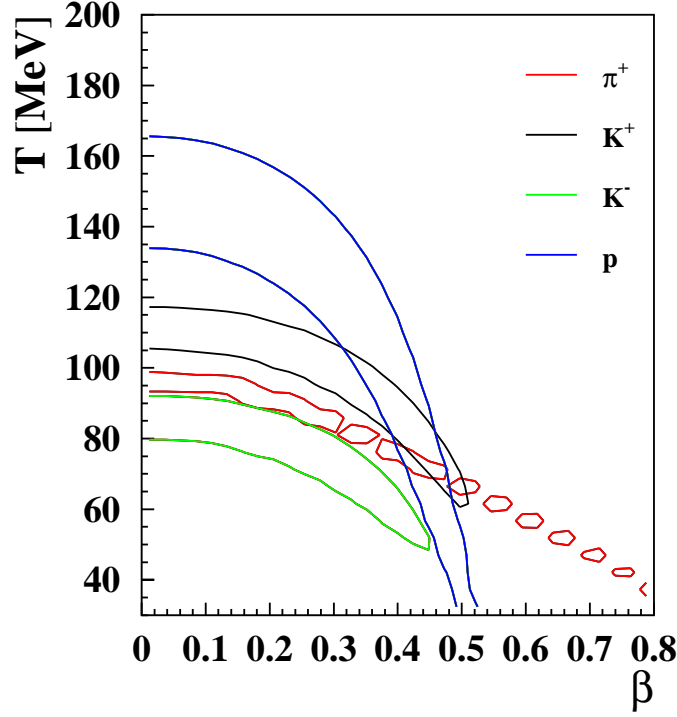


Abbildung 5.13: 1σ -Konfidenzintervalle für K^+ , K^- , hochenergetische π^+ und Protonen.

Abbildung 5.13 zeigt die 1σ -Konfidenzintervalle, die sich für K^+ , K^- , hochenergetische π^+ und Protonen bei Anpassung der Spektren mit obiger Methode ergeben. Für die Pionen wurde nur der hochenergetische Teil ($m_t - m_0 > 0.4 \text{ GeV}/c^2$) der Spektren angepasst. Die Bereiche von β, T -Wertepaaren für K^+ , π^+ und Protonen schneiden sich nahezu in einem Punkt, wohingegen der Bereich für K^- davon disjunkt ist. Wenn man annimmt, dass der Schnittpunkt der Konfidenzintervalle der positiv geladenen Teilchensorten der wahrscheinlichste Bereich für die Anpassung ist, kann man dies folgendermaßen interpretieren. Die K^+ und die hochenergetischen π^+ werden zu einer ähnlichen Zeit in der Reaktionszone produziert und emittiert. Zum gleichen Zeitpunkt koppeln auch die am Stoß teilnehmenden Protonen von der Reaktionszone ab. Dies ist der Grund dafür, dass alle drei Teilchensorten die gleiche Temperatur und die gleiche radiale Geschwindigkeit besitzen. Dagegen koppeln die K^- erst später von der Reaktionszone ab und besitzen somit eine niedrigere Temperatur. Aufgrund der großen Bereiche in den β und T für die verschiedenen Teilchen liegen ist es auch nicht auszuschließen, dass alle Teilchen zu verschiedenen Zeiten ausfrieren.

5.3 Azimutale Verteilungen

Eine weitere Observable, um auch die Frage unterschiedlicher Emissionszeiten der verschiedenen Teilchensorten zu untersuchen ist die räumliche Verteilung der emittierten Teilchen, speziell die azimutale Verteilung, dass heißt die Emission bezüglich der Reaktionsebene. Insbesondere sollte sich in dieser Observablen die Wechselwirkung der Teilchen mit der Spektatormaterie bemerkbar machen. Unter Berücksichtigung der Information über die Bewegung der Spektatoren in Bezug auf die Reaktionszone kann man aus den azimutalen Verteilungen etwas über die Emissionszeitpunkte der Teilchen erfahren.

Eine Untersuchung zu dieser Fragestellung wurde im Rahmen einer Dissertation [Wag96] für Pionen durchgeführt. Hierbei konnte gezeigt werden, dass hochenergetische Pionen während einer frühen Phase der Reaktion emittiert werden, wohingegen der Großteil der niederenergetischen Pionen zu späteren Zeiten emittiert werden.

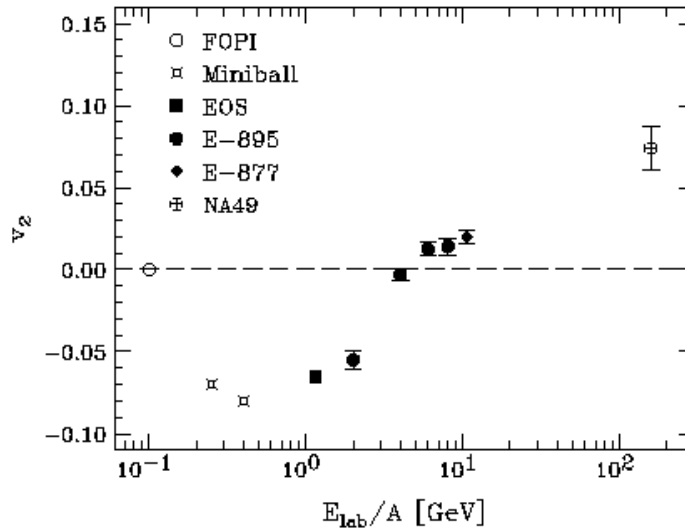


Abbildung 5.14: Stärke des elliptischen Flusses v_2 als Funktion der Strahlenergie für Protonen. Ein positives v_2 bedeutet eine bevorzugte Emission der Protonen in die Reaktionsebene, ein negatives v_2 eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene. Die Abbildung ist [Dan99] entnommen.

Einen weiteren Hinweis auf eine zeitabhängige Emission der Teilchen liefert die Untersuchung der azimutalen Emission der Protonen als Funktion der Strahlenergie. Die im folgenden untersuchte Größe ist der elliptische Fluss, dessen Stärke v_2 eine Aussage darüber macht, ob die Teilchen bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene ($v_2 < 0$) oder in die Reaktionsebene ($v_2 > 0$) emittiert werden. Protonen im Bereich der Schwerpunktsrapidität zeigen im Energiebereich von ca. 0.1 bis 4 AGeV Strahlenergie eine bevorzugte Emissionsrichtung senkrecht zur Reaktionsebene. Dies kann durch die in

der Reaktionsebene vorhandene Kernmaterie erklärt werden, an der die Protonen gestreut und somit aus der Reaktionsebene abgelenkt werden. Wie in Abbildung 5.14 gezeigt ist, findet bei Strahlenergien von ca. 4-5 AGeV ein Übergang von einer bevorzugten Emission senkrecht zur Reaktionsebene zu einer bevorzugten Emission in die Reaktionsebene statt.

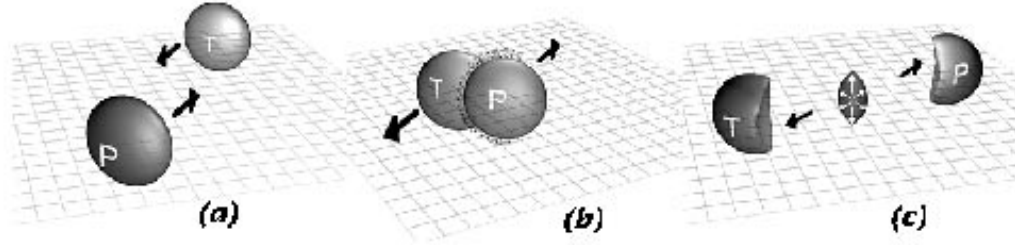


Abbildung 5.15: Kern-Kern Stoß bei relativistischen Energien zu verschiedenen Zeiten: (a) vor der Kollision, (b) zu einem frühen Zeitpunkt der Kollision und (c) zu einem späten Zeitpunkt der Kollision, wenn die Spektatoren die Reaktionszone schon verlassen haben. Die Abbildung ist [Dan99] entnommen.

In [Dan99] wird der Übergang als ein Wechselspiel zwischen zwei Prozessen beschrieben. Einerseits ist dies die Streuung der Protonen an der Spektatormaterie in der frühen Phase der Reaktion (siehe Abbildung 5.15(a)). Dies führt zum so genannten “squeeze-out”, bei dem sich die Protonen im Bereich der Schwerpunktsrapidität bevorzugt senkrecht zur Reaktionsebene bewegen. Andererseits werden die Protonen in der späten Phase der Reaktion aufgrund der linsenförmigen Gestalt der Reaktionszone bevorzugt in die Reaktionsebene emittiert [Oli92] (siehe Abbildung 5.15(c)). Wenn die Zeit, die die Spektatoren brauchen, den Bereich der Reaktionszone zu verlassen, lang ist, ist die Emission in die Reaktionszone unterdrückt. Verlassen die Spektatoren den Bereich der Reaktionszone allerdings sehr schnell, werden die Protonen bei mittlerer Rapidity hauptsächlich in die Reaktionszone emittiert.

5.3.1 Untersuchungen zum elliptischen Fluss

Die obige Argumentation ist neben den Protonen im besonderen, aufgrund ihrer sehr kurzen mittleren freien Weglänge von nur 0.3 fm, auch für Pionen gültig, deren elliptischer Fluss im folgenden untersucht wird.

Für die Untersuchung des elliptischen Flusses der Pionen wurden die semizentralen Ereignisse benutzt, bei denen die untersuchten Effekte am größten sein sollten. Diese semizentralen Ereignisse decken bei allen untersuchten Strahlenergien einen Stoßparameterbereich von ca. $0.4 < b/b_{max} < 0.7$ ab. Dies gilt auch für den späteren Vergleich mit den Daten aus Au+Au-Reaktionen [For03b].

Aufgrund der durch verschiedene Strahlenergien abgedeckten unterschiedlichen Bereiche im Phasenraum gibt es zwischen den Messungen bei verschiedenen Strahlenergien nur einen Überlappbereich, der sich bei $0.6 < y/y_{proj} < 0.7$ und $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.6 \text{ GeV}/c$ befindet. Die für diesen Bereich bestimmte Stärke des elliptischen Flusses v_2 für Pionen ist in Abbildung 5.16 als Funktion der Strahlenergie gezeigt. Wie man an

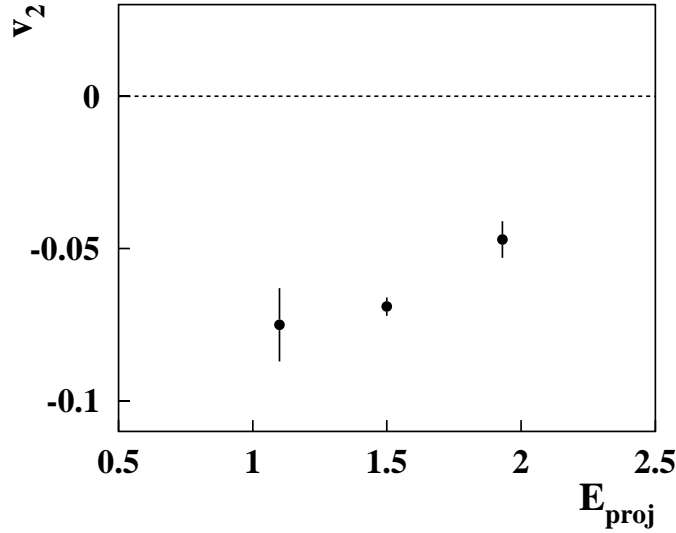


Abbildung 5.16: Stärke des elliptischen Flusses v_2 von Pionen in $Ni+Ni$ -Reaktionen als Funktion der Strahlenergie. Bei den Daten handelt es sich bei $E_{proj} = 1.1 \text{ AGeV}$ und 1.93 AGeV um π^+ . Da bei $E_{proj} = 1.5 \text{ AGeV}$ keine π^+ zum Vergleich zur Verfügung stehen, handelt es sich bei diesem Datenpunkt um π^- -Ergebnisse. Der untersuchte Rapiditätsbereich beträgt $0.6 < y/y_{proj} < 0.7$, der untersuchte Transversalimpulsbereich $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.6 \text{ GeV}/c$ und der Stoßparameterbereich $0.4 < b/b_{max} < 0.7$.

Abbildung 5.16 erkennen kann, nimmt die Stärke des elliptischen Flusses für Pionen mit zunehmender Strahlenergie ab, was durch den kürzeren Zeitraum zu verstehen ist, während dessen sich die Spektatoren im Bereich der Reaktionszone aufhalten.

Als Maß für die Zeit, in der sich die Spektatoren in der Nähe der Reaktionszone befinden, kann man eine Vorbeiflugzeit t_V definieren, die sich aus der lorentzkontrahierten Größe der Kerne und der Strahlgeschwindigkeit zu

$$t_V = \frac{2R}{\gamma\beta c} \quad . \quad (5.7)$$

ergibt. Da die Pionen bei allen drei Strahlenergien weit oberhalb ihrer Produktionsschwelle produziert werden, sollten sie bei allen drei Energien zu ähnlichen Zeiten emittiert werden. Bei den verschiedenen Strahlenergien schatten die Spektatoren je-

weils verschiedene Bereiche des Phasenraums ab. Je nach Vorbeiflugzeit werden somit mehr oder weniger Pionen in den Spektatoren gestreut oder absorbiert.

Der große Vorteil der Auftragung des elliptischen Flusses als Funktion der Vorbeiflugzeit im Gegensatz zur Strahlenergie ist, dass es mit dieser Größe möglich ist, verschiedene Stoßsysteme miteinander zu vergleichen. Abbildung 5.17 zeigt, dass auch der Datenpunkt aus Au+Au-Reaktionen bei 1.5 AGeV [For03a] in die Systematik der Ni-Daten passt und bestätigt den geometrischen Ursprung der beobachteten Abnahme des elliptischen Flusses v_2 mit abnehmender Vorbeiflugzeit der Spektatoren.

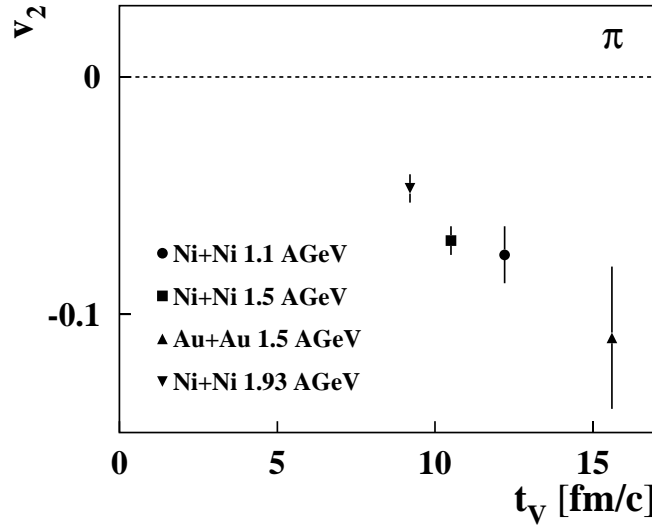


Abbildung 5.17: Stärke des elliptischen Flusses v_2 von Pionen als Funktion t_V der Vorbeiflugzeit für Ni+Ni-Reaktionen im Vergleich zu Au+Au-Reaktionen. Die Daten der Au+Au-Reaktionen stammen aus [For03a]. Der untersuchte Rapiditätsbereich beträgt $0.6 < y/y_{proj} < 0.7$, der untersuchte Transversalimpulsbereich $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.6 \text{ GeV}/c$ und der Stoßparameterbereich $0.4 < b/b_{max} < 0.7$.

Unterteilt man den p_t -Messbereich, ist es mit der obigen Methode möglich, die Emissionszeit der Pionen in Abhängigkeit ihres Impulses zu untersuchen. Die, die Reaktionszone passierenden Spektatoren wirken hierbei wie der Verschluss einer Kamera. Werden die Teilchen in einer frühen Phase der Reaktion emittiert, wenn die Spektatoren noch in der Nähe der Reaktionszone sind, werden die Teilchen in der Spektatormaterie gestreut oder absorbiert und man wird eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionszone feststellen. Werden die Teilchen später emittiert, wenn die Spektatoren sich schon von der Reaktionszone entfernt haben, sollte die Emission in diese Richtung schwächer werden und schließlich in eine Emission in die Reaktionsebene übergehen.

Diese Unterteilung in zwei Transversalimpulsbereiche ist in Abbildung 5.18 gezeigt. Die Pionen wurden für die Analyse jeweils in zwei Teile aufgeteilt, von denen der eine den Transversalimpulsbereich von $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.4 \text{ GeV}/c$ (low p_t) und der

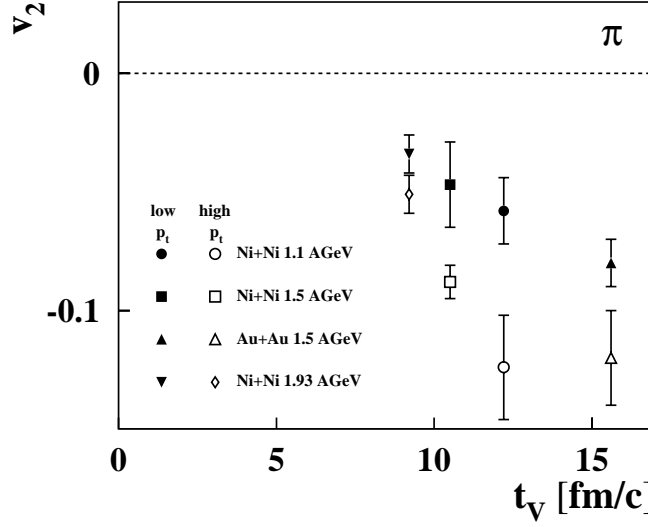


Abbildung 5.18: Stärke des elliptischen Flusses v_2 von Pionen als Funktion der Vorbeiflugzeit t_V für zwei Transversalimpulsbereiche. Die beiden Transversalimpulsbereiche betragen $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.4 \text{ GeV}/c$ (low p_t) und $0.4 \text{ GeV}/c < p_t < 0.6 \text{ GeV}/c$ (high p_t). Die Daten der Au+Au-Reaktionen stammen von [For03a].

andere den Bereich von $0.4 \text{ GeV}/c < p_t < 0.6 \text{ GeV}/c$ (high p_t) abdeckt. Zu erkennen ist trotz der eingeschränkten Statistik, dass sich die Stärke des elliptischen Flusses zwischen den beiden Bereichen zum Teil deutlich unterscheidet. Hierbei hat der low p_t -Teil systematisch einen kleineren elliptischen Fluss, als der high p_t -Teil. Dies bedeutet, dass Pionen mit niedrigem Transversalimpuls entweder später oder über einen längeren Zeitraum emittiert werden, als Pionen mit hohem Transversalimpuls.

Diese Beobachtung stimmt mit den Ergebnissen einer Doktorarbeit [Wag96] überein, in der die Pionenemission als Funktion des Transversalimpulses in verschiedenen Rapiditätsbereichen untersucht wurden. Hierzu wurden die Pionenemission in der Reaktionsebene zur Targetseite mit der Pionenemission zur Projektilseite verglichen. Targetseite (Projektilseite) bezeichnet hierbei die Richtung in der die Targetspektatorrestkerne (Projektilspektatorrestkerne) in die Reaktionsebene abgelenkt werden. In der Arbeit von [Wag96] wurde gezeigt, dass die hochenergetischen Pionen während der frühen Phase der Reaktion emittiert werden, wohingegen die niederenergetischen Pionen zu späteren Zeiten emittiert werden.

Die spannende Frage ist nun, wie sich die K^+ und K^- als Funktion des Strahlenergie verhalten und ob man für die Kaonen eine ebensolche Abhängigkeit vom Transversalimpuls beobachten kann, wie für die Pionen. Für die Untersuchung wurden, aufgrund der geringeren Statistik der Kaonen die semizentralen und peripheren Ereignisse untersucht. Diese Ereignisse decken jeweils einen Stoßparameterbereich von ca. $0.4 < b/b_{max} < 1$ ab. Im Gegensatz zu den Pionen können die Kaonendaten um

Schwerpunktsrapidität verglichen werden, wo die Statistik am besten ist.

In Abbildung 5.19 ist die Stärke des elliptischen Flusses v_2 für K^+ als Funktion der Vorbeiflugzeit für den kompletten gemessenen Transversalimpulsbereich um mittlere Rapidität $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$ gezeigt. Zum Vergleich ist wieder der entsprechende Datenpunkt der Au+Au-Messung bei 1.5 AGeV [For03a] mit eingezeichnet. Weiterhin ist der Datenpunkt der Au+Au-Messung bei 1.0 AGeV [Shi98] mit eingezeichnet. Wie man erkennen kann zeigen die K^+ genauso wie die Pionen eine starke Emission

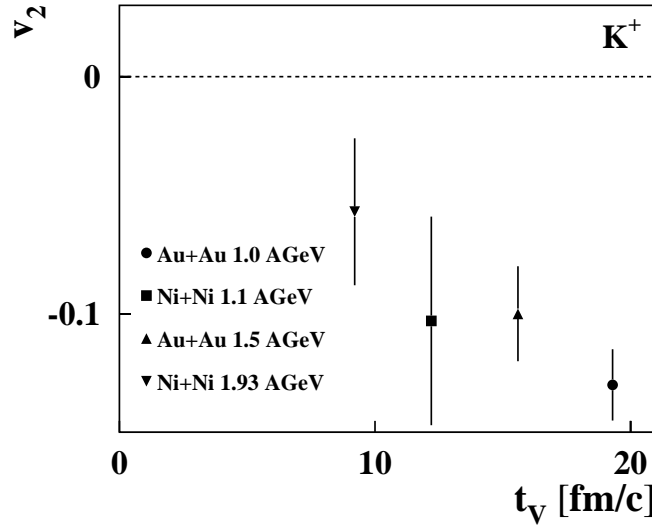


Abbildung 5.19: Stärke des elliptischen Flusses v_2 als Funktion der Vorbeiflugzeit t_V für K^+ . Die Daten der Au+Au-Reaktionen stammen von [For03a] (1.5 AGeV) und aus [Shi98] (1.0 AGeV).

senkrecht zur Reaktionsebene die mit steigender Vorbeiflugzeit stärker wird.

Für die K^+ -Daten der Ni+Ni-Reaktionen ist eine Unterteilung in zwei Transversalimpulsbereiche bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV zwar möglich, aber aufgrund der großen Fehler ist es nicht möglich, eine Aussage bezüglich der Abhängigkeit des elliptischen Flusses vom Transversalimpuls zu ziehen (siehe Abbildung 4.41). Für die Ni-Daten ist der elliptische Fluss für niederenergetische ($0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.5 \text{ GeV}/c$) K^+ mit $v_2 = -0.08 \pm 0.04$ in der gleichen Größenordnung, wie bei den Pionen mit $v_2 = -0.05 \pm 0.01$.

Die Daten für Au+Au-Reaktionen aus [For03b] zeigen allerdings eine starke Abhängigkeit des elliptischen Flusses für K^+ vom Transversalimpuls. Die Stärke des elliptischen Flusses für hochenergetische ($0.5 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$) K^+ in Au+Au-Reaktionen beträgt $v_2 = -0.15 \pm 0.03$ und ist somit etwa doppelt so groß wie für niederenergetische ($0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.5 \text{ GeV}/c$) K^+ , wo er $v_2 = -0.07 \pm 0.02$ beträgt. Der elliptische Fluss in Au+Au-Reaktionen ist damit für K^+ ebenfalls von der gleichen Größenordnung wie für Pionen.

Diese starke Emission senkrecht zur Reaktionsebene kann für die K^+ nicht alleine mit einer Streuung im Spektator erklärt werden, wie bei den Pionen. Die mittlere freie Weglänge für K^+ in Kernmaterie beträgt 5 fm und liegt damit in der selben Größenordnung wie die Radien der stoßenden Kerne. Somit sollte ein großer Teil der K^+ die Reaktionszone ohne Wechselwirkung verlassen können, wohingegen die Pionen stark mit der Spektatormaterie wechselwirken. Als Erklärung für diesen starken elliptischen Fluss der K^+ senkrecht zur Reaktionsebene könnte das K^+ -Nukleon Potential dienen. Wie Rechnungen mit Transportmodellen zeigen, ergibt sich ohne das K^+ -Potential tatsächlich eine azimuthal flache Verteilung für die K^+ .

Dies ist in Abbildung 5.20 am Beispiel von semizentralen Au+Au-Reaktionen bei 1.0 AGeV im Vergleich zu den experimentellen Daten [Shi98] gezeigt. Die eingezeichneten Linien stellen Modellrechnungen eines RBUU-Modells [Li97] mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) K^+ -Nukleon-Potential dar. Wie man in der Ab-

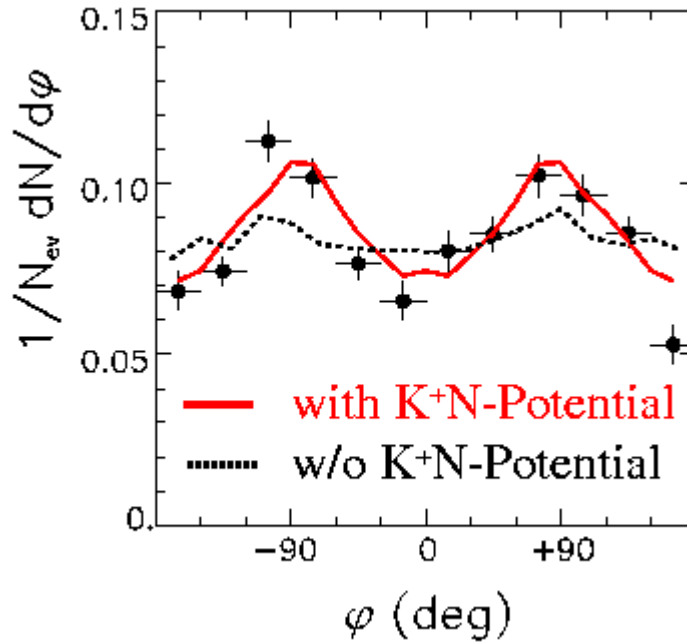


Abbildung 5.20: RBUU-Modellrechnung [Li97] mit (durchgezogene Linie) und ohne (gestrichelte Linie) Kaon-Nukleon-Potential im Vergleich zu den experimentellen K^+ -Daten [Shi98] für semizentrale Au+Au-Reaktionen bei 1.0 AGeV.

bildung ebenfalls erkennen kann, beschreibt die Rechnung bei Berücksichtigung des K^+ -Nukleon-Potentials die experimentellen Daten sehr gut.

Für die Ni+Ni-Daten bei 1.93 AGeV ist ein Vergleich mit IQMD-Rechnungen [Har03a] in Abbildung 5.21 gezeigt. Da in den Modellrechnungen die wahre Reaktionsebene bekannt ist, wurden die Daten zum Vergleich mit den Rechnungen, im Gegensatz zu den in Abschnitt 4.8 gezeigten Verteilungen, auf die experimentellen Auflösung der

Reaktionsebene korrigiert. Der linke obere Teil der Abbildung zeigt die azimutale Verteilung der K^+ bei ihrer Erzeugung. Der untere linke Teil der Abbildung zeigt eine IQMD-Rechnung bei der das Kaon-Nukleon-Potential berücksichtigt, aber die Streuung der Kaonen nicht berücksichtigt wurde. Die beiden rechten Teile der Abbildung zeigen Rechnungen, bei denen jeweils die Streuung der Kaonen berücksichtigt wurde, einmal unter Berücksichtigung des K^+ -Nukleon-Potential (rechts unten) und einmal ohne Berücksichtigung des Potentials (rechts oben).

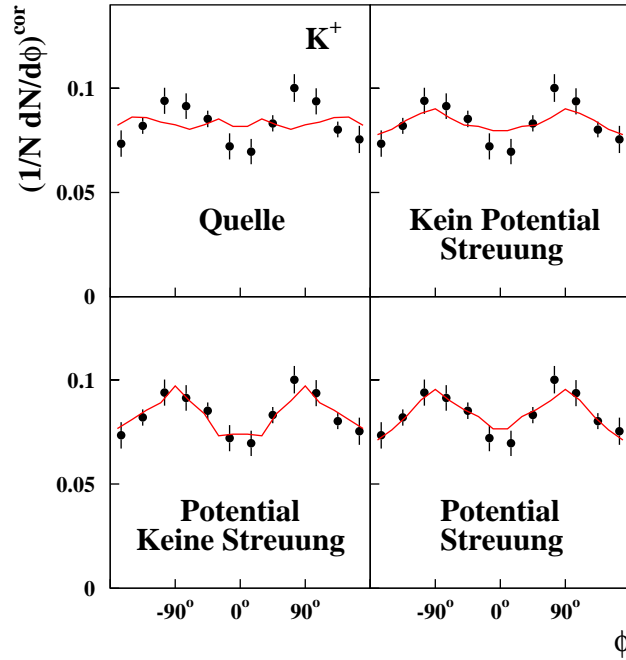


Abbildung 5.21: IQMD-Rechnungen (siehe Text) im Vergleich zu den experimentellen K^+ -Daten aus Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV, $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$, $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$ und $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$. Die gezeigten Daten sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

Die Schlussfolgerung, die man aus dem Vergleich mit den Modellrechnungen ziehen kann, ist, dass sowohl die Streuung der Kaonen, als auch das Kaon-Nukleon-Potential eine Auswirkung auf die azimutale Emission der Kaonen haben. Wenn die Streuung der Kaonen, wie in diesem Modell vorhergesagt, ein solch starker Effekt ist, gibt dies wieder einen Hinweis auf die frühe Emission der K^+ . Die Argumentation ist hierbei die gleiche, wie bei den Pionen. Zu einem frühen Zeitpunkt der Reaktion können die K^+ noch in den Spektatoren gestreut werden, was zu einer bevorzugten Emission senkrecht zur Reaktionsebene führt. Die Streuung innerhalb des IQMD-Modells zeigt genau diesen Einfluss auf die azimutalen Verteilungen der K^+ . Im Gegensatz zu dieser Modellrechnungen liefern andere Transportmodellrechnungen unterschiedliche

Aussagen (siehe hierzu die Rechnung ohne Potential in Abbildung 5.20).

Betrachtet man die azimutale K^- -Verteilung in Abbildung 5.22 bei einer Strahlenergie von $E_{proj} = 1.93$ AGeV, einem Rapiditätsbereich von $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$, einem Transversalimpulsbereich von $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$ und einem Stoßparameterbereich von ca. $0.4 < b/b_{max} < 0.7$, so findet man eine bevorzugte Emission der K^- in die Reaktionsebene. Die gezeigten Daten wurden wiederum auf die experimentelle Auflösung der Reaktionsebene korrigiert. Die Ergebnisse des IQMD-Modells stammen aus Rechnungen ohne Potential aber unter Berücksichtigung der Streuung (rechts oben), mit Potential sowohl unter Berücksichtigung der Streuung (rechts unten) als auch ohne Streuung (links unten). Die Rechnung links oben zeigt das die K^- bei ihren Produktion keine Vorzugsrichtung besitzen.

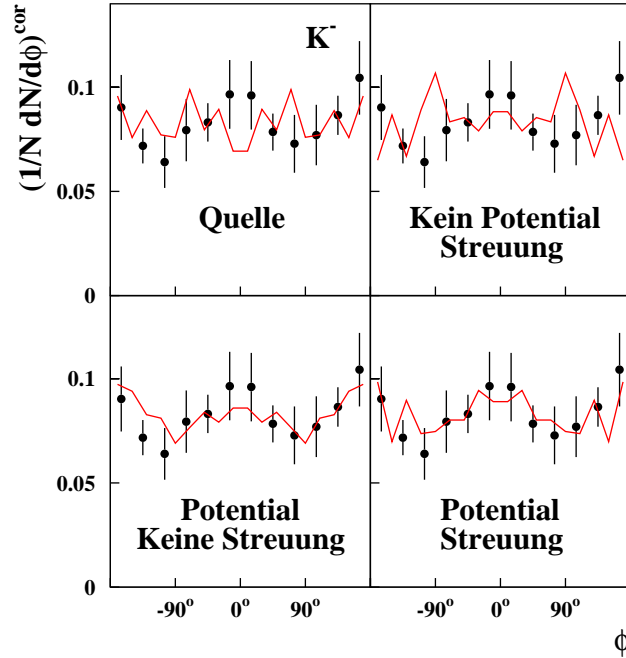


Abbildung 5.22: IQMD-Rechnungen (siehe Text) im Vergleich zu den experimentellen K^- -Daten aus Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV, $0.4 < y/y_{proj} < 0.6$, $0.2 \text{ GeV}/c < p_t < 0.8 \text{ GeV}/c$ und $3.8 \text{ fm} < b < 6.5 \text{ fm}$. Die gezeigten Daten sind auf die Auflösung der Reaktionsebene korrigiert.

Die bevorzugte Emission der K^- in die Reaktionsebene ist aufgrund ihrer mittleren freien Weglänge in Kernmaterie von 0.8 fm erstaunlich, da die K^- aus diesem Grund eine starke Wechselwirkung mit der Spektatormaterie haben sollten. Dieses kann aber, der Argumentation von Abschnitt 5.1.1 folgend, durch eine späte Emissionszeit der K^- erklärt werden. Werden die K^- erst sehr spät während der Reaktion emittiert, können die K^- nahezu ungehindert emittiert werden, da die Spektatormaterie den Bereich

der Reaktionszone bereits verlassen hat. Dieser Effekt ist in der IQMD-Rechnung ohne Potential (Abbildung 5.22 rechts oben) zu sehen. Man erkennt dort eine nahezu flache azimuthale Verteilung für die K^- . Aufgrund der geringen Statistik bei den Rechnungen, ist es schwierig eine Aussage zu treffen. Die Beschreibung der experimentellen Daten scheint aber bei den Rechnungen mit Potential besser zu sein, allerdings lässt die Statistik der Rechnung im Moment keine Aussage zu dieser Frage zu.

5.3.2 Untersuchung des gerichteten Flusses

Neben dem elliptischen Fluss ist der gerichtete Fluss der Teilchen eine Messgröße, die etwas über das Emissionsverhalten der Teilchen aussagt. Da der gerichtete Fluss aufgrund von Symmetriegründen im Bereich der Schwerpunktsrapidität verschwindet, und im Bereich der Target- bzw. Projektilrapidität am größten ist, werden die Untersuchungen zum gerichteten Fluss im Bereich der Targetrapidität durchgeführt.

Aufgrund des gemessenen Phasenraums für Pionen ist es nicht möglich, die Pionenemission im selben Rapiditätsbereich zu untersuchen, wie später die Kaonen, bzw. Protonenemission. Die Stärke des gerichteten Flusses in die Reaktionsebene wird für Pionen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV im Rapiditätsbereich $0.2 < y/y_{proj} < 0.3$ und für einen Stoßparameterbereich von $3.8 \text{ fm} < b < 9.7 \text{ fm}$ in Abbildung 5.23 für drei Bereiche des transversalen Impulses für π^+ und π^- gezeigt.

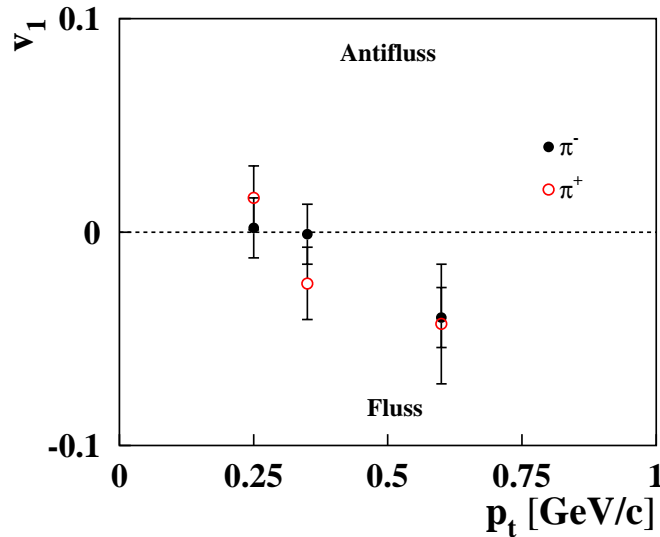


Abbildung 5.23: Stärke des gerichteten Flusses v_1 für Pionen als Funktion des transversalen Impulses. Die Daten stammen aus einem Rapiditätsbereich von $0.2 < y/y_{proj} < 0.3$ und einem Stoßparameterbereich von $3.8 \text{ fm} < b < 9.7 \text{ fm}$.

Da die Protonen im Bereich der Targetrapidität ein negatives v_1 haben, spricht man bei negativen Werten von v_1 von “Fluss”, da die Teilchen in die gleiche Richtung

emittiert werden wie die Protonen, durch die dieser Fluss definiert wird. Bei positiven Werten von v_1 spricht man dagegen von “Antifluss”.

Wie man in der Abbildung 5.23 erkennen kann, zeigen die Pionen mit steigendem Transversalimpuls einen Übergang von Antifluss zu Fluss. Das bedeutet, dass niederenergetische Pionen bevorzugt zu der Seite in der Reaktionsebene emittiert werden, zu der sich die Protonen nicht bewegen. Im Gegensatz dazu werden die hochenergetischen Pionen bevorzugt zu dieser Seite emittiert. Dies kann wiederum mit verschiedenen Emissionzeiten der hoch- und niederenergetischen Pionen erklärt werden. Um dies zu verdeutlichen, ist in Abbildung 5.24 eine schematische Zeichnung eines Schwerionenstoßes gezeigt. Die drei Teilbilder zeigen jeweils eine Aufsicht auf die Reaktionsebene während einer frühen Phase (links), einer mittleren Phase (Mitte) und während einer späten Phase (rechts) des Schwerionenstoßes. Die Pfeile geben die Emissionsrichtung an, unter der die Pionen emittiert werden, die bei Targetrapidität beobachtet werden.

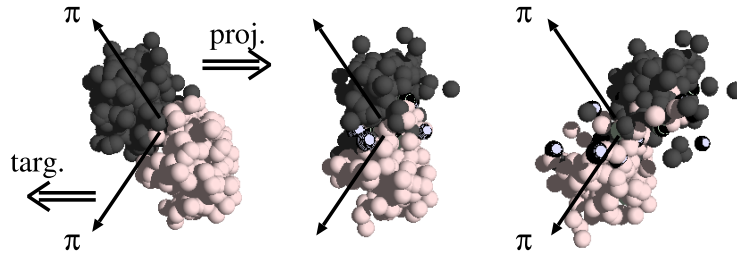


Abbildung 5.24: Schematischer Ablauf eines Schwerionenstoßes. Die Abbildung zeigt jeweils eine Aufsicht auf die Reaktionsebene während einer frühen Phase (links), einer mittleren Phase (Mitte) und während einer späten Phase (rechts) des Schwerionenstoßes. Die eingezeichneten Pfeile deuten die Richtung an, unter der die Pionen emittiert werden, die bei Targetrapidität beobachtet werden. Die Abbildung stammt aus [Wag00].

Während der frühen Phase der Reaktion (links) ist die dem Projektilrestkern zugewandte Seite (in der Abbildung oben) in der Reaktionsebene durch den Projektilrestkern abgeschirmt. Pionen, die in diese Richtung emittiert werden, werden aufgrund ihrer geringen freien Weglänge absorbiert oder gestreut. Dahingegen können Pionen, die in Richtung des Targetrestkerns (linke Abbildung, unterer Pfeil) emittiert werden, nahezu ungehindert die Reaktionszone verlassen. Dies bedeutet, dass Pionen, die in einer frühen Phase der Reaktion emittiert werden, einen deutlichen gerichteten Fluss zeigen. Für die späte Phase der Reaktion kehrt sich die Argumentation gerade um. Pionen, die also während einer späten Phase der Reaktion emittiert werden, sollten einen deutlichen Antifluss zeigen. Dies bedeutet wiederum, dass die hochenergetischen Pionen zu einem frühen Zeitpunkt der Reaktion und die niederenergetischen Pionen zu einem späten Zeitpunkt der Reaktion emittiert werden. Dieses Ergebnis bestätigt die Ergebnisse aus der Untersuchung zum elliptischen Fluss der Pionen in dieser Arbeit und den Untersuchungen in [Wag96] bei Au+Au-Reaktionen bei 1.0 AGeV.

Bei der Untersuchung des gerichteten Flusses für Kaonen wurde ein Rapiditätsbereich

von $0.1 < y/y_{proj} < 0.3$ und ein Stoßparameterbereich $3.8 \text{ fm} < b < 9.7 \text{ fm}$ gewählt. In Abbildung 5.25 ist die Stärke des gerichteten Flusses als Funktion des Transversalimpulses p_t für K^+ und K^- gezeigt. Zum Vergleich sind noch die Protonendaten aus demselben Rapiditäts- und Stoßparameterbereich mit eingezeichnet. Bei den Protonen kann man sehr gut ihr Flussverhalten erkennen, das mit wachsendem Transversalimpuls zunimmt. Bei den K^+ erkennt man einen klaren Übergang von Antifluss zu Fluss mit zunehmendem Transversalimpuls, wohingegen die K^- -Daten aufgrund ihres großen Fehlers keine klare Aussage zulassen.

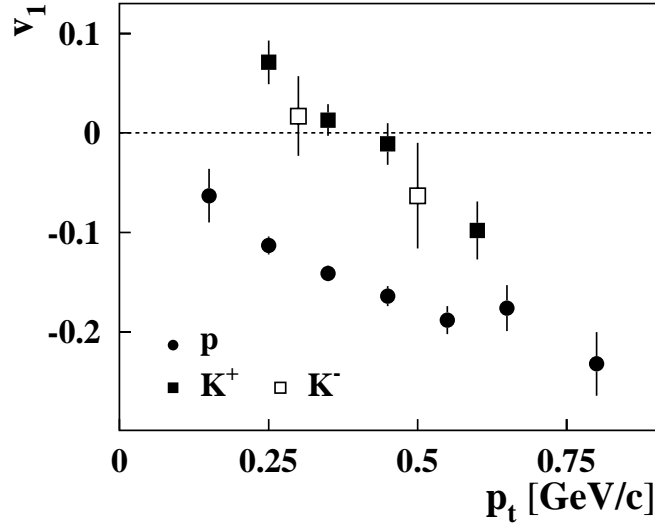


Abbildung 5.25: Stärke des gerichteten Flusses v_1 für K^+ , K^- und Protonen als Funktion des transversalen Impulses. Die Daten stammen jeweils aus einem Rapiditätsbereich von $0.1 < y/y_{proj} < 0.3$ und einem Stoßparameterbereich von $3.8 \text{ fm} < b < 9.7 \text{ fm}$.

Da die Beobachtung für K^+ die gleiche ist wie für die Pionen, bietet sich die gleiche Erklärung an, nämlich die Abschattung verschiedener Raumrichtungen zu verschiedenen Zeiten der Reaktion. Dies steht aber im Widerspruch zur großen mittleren freien Weglänge der K^+ in Kernmaterie. Eine alternative Erklärung für den Effekt könnte das repulsive K^+ -Nukleon-Potential sein. BUU Modellrechnungen bestätigen einen solchen Übergang von Antifluss zu Fluss, wenn zur Berechnung das K^+ -Nukleon-Potential berücksichtigt wird. Das Ergebnis einer solchen Rechnung [Cas99] ist in Abbildung 5.26 im Vergleich zu Ergebnissen der FOPI-Kollaboration [Cro00] gezeigt. Die Daten zeigen die Stärke des gerichteten Flusses in Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.93 \text{ AGeV}$ als Funktion des transversalen Impulses. Auch bei der Messung der FOPI-Kollaboration wird eine Abnahme des Antiflusses mit zunehmendem Transversalimpuls gesehen. Dieser kann von der Transportmodellrechnung nur beschrieben werden, wenn in dieser das K^+ -Nukleon-Potential berücksichtigt wird.

Die interessante und bisher nicht geklärte Frage ist, wie das K^+ -Nukleon-Potential

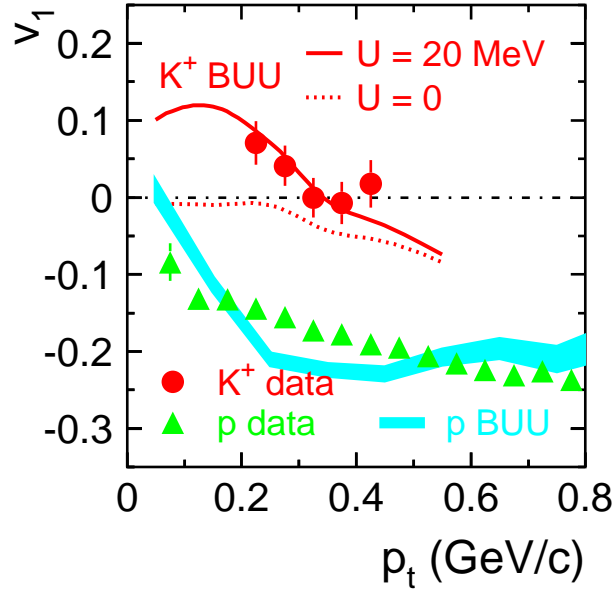


Abbildung 5.26: Stärke des gerichteten Flusses v_1 für K^+ und Protonen als Funktion des transversalen Impulses bei Targetrapidität ($-0.1 < y/y_{proj} < 0.18$). Bei den Daten handelt es sich um Ni+Ni-Reaktionen bei $E_{proj} = 1.93$ AGeV. Die Daten und die Abbildung stammt aus [Cro00], die eingezeichneten RBUU-Rechnungen aus [Cas99]. Die durchgezogene Linie stellt eine Rechnung mit K^+ -Nukleon-Potential dar, die gepunktete Linie eine Rechnung ohne Potential.

sich mikroskopisch auswirkt. Das repulsive K^+ -Nukleon-Potential könnte einfach dazu führen, dass die Wechselwirkung der K^+ mit Kernmaterie zunimmt und die beobachtete transversalimpulsabhängige Stärke des Flusses ein Effekt der zeitabhängigen “Abschattung” bestimmter Phasenraumbereiche durch die Spektatorrestkerne wäre.

Die Existenz des attraktiven K^- -Nukleon-Potentials experimentell zu beobachten erscheint schwierig, denn bereits eine späte Emission der K^- (wegen des “strangeness-exchange”-Kanals) führt zu kleinen Werten des elliptischen und gerichteten Flusses. Der Schlüssel um die Frage früher oder später K^- -Emissionszeit zu klären scheint die Untersuchung des elliptischen Flusses der K^- als Funktion des transversalen Impulses zu sein.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung der Produktion als auch der Propagation von π^\pm , K^+ und K^- in Ni+Ni-Reaktionen bei Strahlenergien von 1.1, 1.5 und 1.93 AGeV. Die Experimente hierzu wurden mit dem Kaonenspektrometer KaoS am Schwerionensynchrotron SIS der Gesellschaft für Schwerionenforschung GSI in Darmstadt durchgeführt. Neben den Energieverteilungen der Wirkungsquerschnitte und den daraus integrierten Produktionswirkungsquerschnitten für K^+ und K^- bei allen drei Energien wurden bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV auch die polare Winkelverteilung sowie die azimutale Winkelverteilung untersucht. Aufgrund der hohen Ausbeute an K^+ wie auch K^- konnten für beide Teilchensorten alle Untersuchungen auch als Funktion der Stoßzentralität durchgeführt werden. Diese Auswertungen, ebenfalls als Funktion der Stoßzentralität, wurden auch für Pionen durchgeführt.

Im Gegensatz zu den Pionen zeigen sowohl die K^+ - als auch die K^- -Multiplizitäten einen überproportionalen Anstieg mit zunehmender Anzahl am Stoß teilnehmender Nukleonen $\langle A_{part} \rangle$. Bei den Strahlenergien von 1.5 und 1.93 AGeV ist dieser Anstieg für K^+ und K^- trotz des unterschiedlichen Abstandes von der jeweiligen Energieschwelle jeweils gleich. Daraus ergibt sich ein konstantes K^-/K^+ -Verhältnis als Funktion der Stoßzentralität. Diese Konstanz des K^-/K^+ -Verhältnisses wurde auch für das schwerere Stoßsystem Au+Au bei einer Strahlenergie von 1.5 AGeV gefunden [For03b]. Auch der Absolutwert des K^-/K^+ -Verhältnisses beider Stoßsysteme ist bei 1.5 AGeV nahezu gleich. Transportmodellrechnungen [Cas90][Ko83][Har03b] sagen voraus, dass der dominante Prozess für die Produktion der K^- im SIS-Energiebereich der Strangenessaustausch $\pi Y \Rightarrow K^- N$ ist. Da die Hyperonen Y zusammen mit den K^+ erzeugt werden, ergibt sich somit eine starke Kopplung der K^- - und der K^+ -Produktion und somit eine Erklärung für das konstante K^-/K^+ -Verhältnis.

Bei der Untersuchung der polaren Winkelverteilungen von K^+ und K^- bei einer Strahlenergie von 1.93 AGeV zeigt sich, dass die K^+ eine stärkere Vorwärts-Rückwärts-Überhöhung der Teilchenemission haben als die K^- . Dies gilt auch für die zentralitätsabhängige Auswertung, bei der in zentralen Ereignissen die K^- eine nahezu isotrope

Emission zeigen. Auch bei der Untersuchung der Energieverteilungen der K^+ - und K^- -Wirkungsquerschnitte bei gleicher Strahlenergie zeigen sich deutliche Unterschiede. So ist der Steigungsparameter T der K^+ -Energieverteilung bei der Anpassung mit einer Maxwell-Boltzmann-Funktion ca. 10-15 MeV größer als der Steigungsparameter T der K^- . Beide Ergebnisse sind in Übereinstimmung mit der Annahme verschiedener Emissionszeiten der K^+ und K^- , wie sie auch durch Transportmodellrechnungen, als Folge der Produktion der K^- durch den “strangeness-exchange”-Kanal, vorausgesagt werden [Har03a]. Die K^+ werden in einer frühen Phase der Reaktion emittiert und zeigen somit eine höhere Temperatur und eine stärkere Erinnerung an die durch die Strahlteilchen gegebene Vorzugsrichtung (Vorwärts-Rückwärts-Überhöhung der Teilchenemission). Die K^- hingegen werden in einer späteren Phase der Reaktion emittiert. Da die K^- auch eine deutlich stärkere Wechselwirkung mit der Kernmaterie haben, geht bei ihnen durch die vielen Reaktionen die Erinnerung an die Strahlrichtung verloren.

Zu einer weiteren Untersuchung der Frage nach unterschiedlichen Emissionszeiten der K^+ und K^- dienen die systematischen Untersuchungen der azimuthalen Teilchenemission. Bei dieser Untersuchung zeigen die Pionen eine bevorzugte Emission senkrecht zur Reaktionsebene. Die Stärke des elliptischen Flusses nimmt für Pionen allerdings mit zunehmender Strahlenergie ab. Aufgrund der starken Wechselwirkung der Pionen mit der Kernmaterie wird ihre bevorzugte Emission durch Streuung und Absorption der Pionen in den Spektatoren, die sich in der Reaktionsebene befinden, erklärt. Da die Spektatoren bei verschiedenen Strahlenergien unterschiedliche Bereiche des Phasenraums abschatten, ist dieser Effekt von der Strahlenergie abhängig. Zum Vergleich verschiedener Reaktionssysteme wird die Stärke des elliptischen Flusses als Funktion der Vorbeiflugzeit $t_V = 2 \cdot R/\beta \cdot \gamma$ mit $R = 1.21 \cdot A^{1/3}$ fm untersucht. Die Pionendaten aus Au+Au-Reaktionen passen hierbei sehr gut in den durch die Daten aus Ni-Ni-Reaktionen vorgegebenen Trend. Dies spricht dafür, dass die Interpretation des elliptischen Flusses der Pionen als Folge der Abschattung in der Spektatormaterie sinnvoll ist.

Für die K^+ ergibt sich sowohl für Daten aus Ni+Ni- als auch Au+Au-Reaktionen ([For03b]) eine ähnliche Abhängigkeit der Stärke des elliptischen Flusses von der Vorbeiflugzeit t_V wie bei den Pionen. Dies könnte eine Erklärung des Effektes mit der Abschattung der K^+ in der Spektatormaterie nahelegen, wobei diese Erklärung der großen mittleren freien Weglänge von K^+ in Kernmaterie widerspricht. Vergleiche mit dem Transportmodell IQMD [Har03a] zeigen auch einen Einfluss der Streuung auf die Emission der K^+ senkrecht zur Reaktionsebene, der aber zu schwach ist, um die Daten zu beschreiben. Wird in diesem Modell zusätzlich noch der Einfluss eines repulsiven K^+ -Nukleon-Potential in Kernmaterie berücksichtigt, kann das Modell die Daten gut beschreiben.

Die K^- zeigen eine bevorzugte Emission in die Reaktionsebene. Dies steht im Widerspruch zur kurzen mittleren freien Weglänge der K^- in Kernmaterie. Die Emissionsstruktur der K^- könnte somit ein Hinweis auf eine späte Emission der K^- sein.

Allerdings kann der Effekt auch durch den Einfluss eines attraktiven K^- -Nukleon-Potentials erklärt werden.

Um die Fragen zum Einfluss der Kaon-Nukleon-Potentiale auf die Wechselwirkung der Kaonen in Kernmaterie letztendlich beantworten zu können, sind intensive Vergleiche der Daten mit den verschiedenen Modellen nötig. Bei den Transportmodellrechnungen ist es in Zukunft nötig, die verschiedenen Observablen der vorhandenen Daten aus Au+Au- und Ni+Ni-Reaktionen systematisch mit den Rechnungen zu vergleichen, um die verschiedenen Fragestellungen zu klären. Zur Verbesserung der K^- -Statistik bei Schwerpunktsrapidität wurde im Juni 2001 ein weiteres Experiment am Kaonenspektrometer durchgeführt. Bei diesem wurde die K^- -Statistik in Au+Au-Reaktionen bei 1.5 AGeV im Vergleich zur Statistik der in [For03b] ausgewerteten Daten um ca. einen Faktor 5 verbessert [Plo03]. Hiermit wird es möglich, auch den elliptischen Fluss der K^- als Funktion des transversalen Impulses zu untersuchen. Zur weiteren Untersuchung des gerichteten Flusses der K^+ und vor allem der K^- bieten sich Experimente am FOPI-Detektor der GSI in Darmstadt an.

Literaturverzeichnis

- [Ahl98] L. Ahle, Y. Akiba, K. Ashktorab, M. D. Baker, D. Beavis, H. C. Britt, J. Chang, C. Chasman, Z. Chen, C. Y. Chi, Y. Y. Chu, V. Cianciolo, B. A. Cole, H. J. Crawford, J. B. Cumming, R. Debbé, J. C. Dunlop, W. Eldregde, J. Engelage, S. Y. Fung, E. Garcia, S. Gushue, H. Hamagaki, L. F. Hansen, R. S. Hayano, G. Heintzelman, E. Judd, J. Kang, E. J. Kim, A. Kumagai, K. Kurita, J. H. Lee, J. Luke, Y. Miake, A. Mignerey, B. Moskowitz, M. Moulson, C. Müntz, S. Nagamiya, M. N. Namboodiri, C. A. Ogilvie, J. Olness, L. P. Remsberg, H. Sako, T. C. Sangster, R. Seto, J. Shea, K. Shigaki, R. Soltz, S. G. Steadman, G. S. F. Stephans, M. J. Tanenbaum, J. H. Thomas, S. Ueno-Hayashi, F. Videbaek, F. Wang, Y. Wu, H. Xiang, G. H. Xu, K. Yagi, H. Yao, W. A. Zajc, and F. Zhu. “Kaon production in Au+Au collisions at 11.6A GeV/c”. *Physical Review C*, Vol. 58, p. 3523, 1998.
- [Aic85] J. Aichelin and G. Bertsch. “Numerical Simulation of Medium Energy Heavy Ion Reactions”. *Physical Review C*, Vol. 31, p. 1730, 1985.
- [Aic91] J. Aichelin. ““Quantum“ Molecular Dynamics- a Dynamical Microscopic N-Body Approach to Investigate Fragment Formation and the Nuclear Equation of State in Heavy Ion Collisions”. *Physics Reports*, Vol. 202, p. 233, 1991.
- [Bal93] P. Baltes. *Entwicklung eines modularen Datenaufnahmesystems auf Transputerbasis zur Auslese der Vieldrahtkammern am Kaonenspektrometer*. Master’s thesis, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1993.
- [Bal96] J. T. Balewski, A. Budzanowski, H. Dombrowski, C. Goodman, D. Grzonka, J. Haidenbauer, L. Hanhart, C. Jarczyk, M. Jochmann, K. A., K. Kilian, M. Köhler, A. Kozela, T. Lister, R. Maier, P. Moskal, W. Oelert, D. Prashuhn, C. Quentmeier, R. Santo, G. Schepers, U. Seddik, T. Sefzick, J. Smyrski, M. Sokolowski, A. Strzalkowski, M. Wolke, and P. Wüstner. “Λ-hyperon production via the $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ reaction 2 MeV above threshold”. *Phys. Lett. B.*, Vol. 388, p. 859, 1996.

- [Bal98] J. T. Balewski, A. Budzanowski, H. Dombrowski, W. Eyrich, C. Goodman, D. Grzonka, J. Haidenbauer, C. Hanhart, L. Hauffe, J. Jarczyk, M. Jochmann, K. A., K. Killian, M. Köhler, A. Kozela, T. Lister, A. Metzger, P. Moskal, W. Oelert, C. Quentmeier, R. Santo, G. Schepers, U. Seddik, T. Sefzick, J. Smyrski, M. Sokolowski, F. Stinzing, A. Strzalkowski, C. Thomas, S. Wirth, M. Wolke, R. Woodward, P. Wüstner, and D. Wyrwa. “Total cross section of the reaction $pp \rightarrow pK^+\Lambda$ close to threshold”. *Phys. Lett. B.*, Vol. 420, p. 211, 1998.
- [Bar97] R. Barth, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieřlak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, F. Laue, M. Mang, D. Miřkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, F. Pühlhofer, R. Schicker, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, R. Stock, C. Ströbele, H. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluř. “Probing in-medium Effects by Observing K^+ and K^- Production in Ni+Ni Collisions at Equivalent Beam Energies”. *Physical Review Letters*, Vol. 78, pp. 4007–4010, 1997.
- [Bec93] P. Beckerle. *Aufbau und Test eines Detektorsystems zur Bestimmung der Strahlintensität für Messungen am Kaonenspektrometer*. Master’s thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1993.
- [Ber84] G. Bertsch, H. Kruse, and S. Das Gupta. “Boltzmann equation for heavy ion collisions”. *Physical Review C*, Vol. 29, 1984.
- [Ber88] G. Bertsch and S. Das Gupta. “A Guide to Microscopic Models for Intermediate Energy Heavy Ion Collisions”. *Physics Reports*, Vol. 160, p. 189, 1988.
- [Bev03] P. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill Higher Education, 2003.
- [Bor01a] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault. “Flow analysis from multi-particle azimuthal correlations”. *Phys. Rev. C*, Vol. 64, p. 054901, 2001.
- [Bor01b] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault. “New method for measuring azimuthal distributions in nucleus-nucleus collisions”. *Phys. Rev. C*, Vol. 63, p. 054906, 2001.
- [Bou99] F. Boue. *The Coulomb Dissociation of 8B and Implications for the S_{17} Astrophysical S-Faktor*. PhD thesis, L’ Universit’e Bourdaux I, 1999.
- [Bra95] P. Braun-Munzinger, J. Stachel, J. P. Wessels, and N. Xu. “Thermal equilibration and expansion in nucleus-nucleus collisions at the AGS”. *Physics Letters B*, Vol. 344, p. 43, 1995.
- [Bre79] A. Breskin and G. Charpak et al. “The Multistep Avalanche Chamber : A new Family of Fast, High Rate Particle Detectors”. *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 161, p. 19, 1979.

-
- [Bri93] D. Brill. *Azimutal anisotrope Teilchenemission in relativistischen Schwerionenstößen*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1993.
- [Bri96] D. Brill. “Private communication”. 1996.
- [Bro84] R. Brockmann, J. Harris, A. Sandoval, R. Stock, G. Ströbele, H. Odyniec, H. Pugh, L. Schroeder, R. Renfordt, D. Schall, D. Bangert, W. Rauch, and K. Wolf. “Pion and Proton “Temperatures“ in Relativistic Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 53, p. 2012, 1984.
- [Bro92] G. Brown, K. Kubodera, M. Rho, and V. Thorsson. “A novel mechanism for kaon condensation in neutron star matter”. *Phys. Lett B*, Vol. 291, p. 355, 1992.
- [Bro94a] G. E. Brown and H. A. Bethe. “A Scenario for a Large Number of Low Mass Black Holes in the Galaxy”. *The Astrophysical Journal*, p. 659, 1994.
- [Bro94b] G. E. Brown, C.-H. Lee, M. Rho, and V. Thorsson. “From kaon–nuclear interactions to kaon condensation”. *Nuclear Physics A*, Vol. 567, p. 937, 1994.
- [Cas03] W. Cassing, L. Tolos, E. Bratkovskaya, and A. Ramos. “Antikaon production in A+A collisions at SIS energies within an off-shell G-matrix approach”. *Nuclear Physics A*, Vol. 727, p. 59, 2003.
- [Cas90] W. Cassing. “Production of Energetic Particles in Heavy-Ion Collisions”. *Physics Reports*, Vol. 188, p. 363, 1990.
- [Cas99] W. Cassing and E. Bratkovskaya. “Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter”. *Physics Reports*, Vol. 308, p. 65, 1999.
- [Cle00] J. Cleymans and K. Redlich. “Chemical and thermal freeze-out parameters from 1A to 200A GeV”. *Physical Review C*, Vol. 60, p. 054908, 2000.
- [Cle99] J. Cleymans, H. Oeschler, and K. Redlich. “Influence of impact parameter on thermal description of relativistic heavy ion collisions at (1-2)A GeV”. *Physical Review C*, Vol. 59, p. 1663, 1999.
- [CNA93a] CN/ASD Group. *Detector Description and Simulation Tool, Program Library W5013*. CERN, 3.21 Ed., 1993.
- [CNA93b] CN/ASD Group. *Minuit-Users Guide, Program Library D506*. CERN, 1993. Minuit Reference Manual.
- [Cro00] P. Crochet, N. Herrmann, K. Wiśniewski, Y. Leifels, A. Andronic, R. Averbeck, A. Devismes, C. Finck, A. Gobbi, O. N. Hartmann, K. D. Hildenbrand, P. Koczoń, T. Kress, R. Kutsche, W. Reisdorf, D. Schüll, J. P.

- Alard, V. Barret, Z. Basrak, N. Bastid, I. Belayev, A. Bendarag, G. Berek, R. Čaplar, N. Cindro, P. Dupieux, M. Dželalija, M. Eskef, Z. Fodor, Y. Grishkin, B. Hong, J. Kecskemeti, Y. J. Kim, M. Kirejczyk, M. Korolija, R. Kotte, M. Kowalczyk, A. Lebedev, K. S. Lee, V. Manko, H. Merlitz, S. Mohren, D. Moisa, W. Neubert, A. Nianine, D. Pelte, M. Petrovici, C. Plettner, F. Rami, B. de Schauenburg, Z. Seres, B. Sikora, K. S. Sim, V. Simion, K. Siwek-Wilczyńska, V. Smolyankin, A. Somov, M. Stockmeier, G. Stoicea, M. Vasiliev, P. Wagner, D. Wohlfarth, J. T. Yang, , I. Yushmanov, and A. Zhilin. “Sideward flow of K^+ mesons in Ru+Ru and Ni+Ni reactions near threshold”. *Physics Letters B*, Vol. 486, p. 6, 2000.
- [Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani, and J. Vandermeulen. “Equilibration in Relativistic Nuclear Collisions, A Monte-Carlo Calculation”. *Nuclear Physics A*, Vol. 351, p. 505, 1981.
- [Cug82] J. Cugnon et al. “Pion Production in Central High-Energy Nuclear Collisions”. *Nuclear Physics A*, Vol. 379, p. 553, 1982.
- [Dan85] P. Danielewicz and G. Odyniec. “TRANSVERSE MOMENTUM ANALYSIS OF COLLECTIVE MOTION IN RELATIVISTIC NUCLEAR COLLISIONS”. *Phys. Lett. B.*, Vol. 157, p. 146, 1985.
- [Dan99] P. Danielewicz. “Flow and equation of state in heavy-ion collisions”. *Nucl.Phys. A*, Vol. 661, p. 82, 1999.
- [Dem90] M. Demoulin, D. Hôte, J. Alard, J. Augerat, R. Babinet, N. Bastid, F. Brochard, C. Cavata, N. de Marco, P. Dupieux, H. Fanet, Z. Fodor, L. Fraysse, P. Gorodetzsky, J. Gosset, T. Hayashino, M. Lemaire, A. le Merdy, B. Lucas, J. Marrooncle, G. Montarou, M. Parizet, J. Poitou, C. Racca, W. Schimmerling, Y. Terrien, and O. Valette. “Measurement of a Baryon Azimuthal Emission Pattern in Ne+(NaF, Nb, Pb) Collisions at 800 MeV per Nucleon”. *Physics Letters B*, Vol. 241, p. 476, 1990.
- [Fai86] G. Fáti and J. Randrup. “FREESCO: Statistical Event Generator for Nuclear Collisions”. *Computational Physics Communications*, Vol. 42, p. 385, 1986.
- [Fan94] X. S. Fang, C. M. Ko, G. Q. Li, and Y. M. Zheng. “The Relativistic transport model description of subthreshold kaon production in heavy ion collisions”. *Nuclear Physics A*, Vol. 575, p. 766, 1994.
- [Fla84] V. Flaminio, W. G. Moorhead, D. Morrison, R. Ogston, and N. Rivoire. “Compilation of cross-sections”. CERN HERA Report 84-01, 1984.
- [For03a] A. Förster. private Mitteilung, 2003.

-
- [For03b] A. Förster. *Produktion und Propagation von K^+ - und K^- -Mesonen in Au+Au Reaktionen bei einer kinetischen Strahlenergie von 1.5 AGeV*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt (D), 2003.
- [Fra86] H. Frauenfelder and E. Henley. *Subatomic Physics*. Prentice-Hall, Ed., 1986.
- [Fuc01] C. Fuchs, A. Faessler, E. Zabrodin, and Y. Zheng. “Probing the Nuclear Equation of State by K^+ Production in Heavy Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 86, p. 197, 2001.
- [Gei93] G. Geiermann. *Aufbau und Test der Auswert-Elektronik einer Vieldrahtproportional-kammer am Kaonenspektrometer*. Master’s thesis, Fachhochschule Darmstadt (D), Fachbereich Automatisierungstechnik, 1993.
- [Gus84] H. Gustafsson, H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H. Ritter, A. Warwick, F. Weik, and H. Wieman. “Collective Flow Observed in Relativistic Nuclear Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 52, p. 1590, 1984.
- [Gyu82] M. Gyulassy, K. Frankel, and H. Stöcker. “Do nuclei flow at high energies?”. *Phys. Lett. B*, Vol. 110, p. 185, 1982.
- [Har02] J. Harris and The STAR Collaboration. “Results from the STAR Experiment”. *Nuclear Physics A*, Vol. 698, p. 64c, 2002. Proceedings of Quark Matter 01.
- [Har03a] C. Hartnack. private Mitteilung, 2003.
- [Har03b] C. Hartnack, H. Oeschler, and J. Aichelin. “What determines the K^- multiplicity at energies around 1-2 AGeV”. *Physical Review Letters*, Vol. 90, p. 102302, 2003.
- [Heh90] J. Hehner. *Bau einer Vieldraht Proportional Kammer zum Nachweis ionisierender Strahlung*. Master’s thesis, Fachhochschule Wiesbaden (D), 1990.
- [Hog68] W. J. Hogan, P. A. Piroué, and A. J. S. Smith. “ K^+ -Meson Production in p-p Collisions at 2.5-3.0 GeV”. *Phys. Rev.*, Vol. 166, p. 1472, 1968.
- [Ko83] C. M. Ko. “SUBTHRESHOLD K^- PRODUCTION IN HIGH ENERGY HEAVY ION COLLISIONS”. *Phys. Lett. B.*, Vol. 120, p. 294, 1983.
- [Koh03] B. Kohlmeyer. private Mitteilung, 2003.
- [Koh90] B. Kohlmeyer, W. Konrad, H. Pöppl, B. Schlei, and F. Pühlhofer. “Status of the TOF-Detectors and the Laser Calibration System for the Kaon Spectrometer at SIS”. GSI Scientific Report 1989, 1990.
- [Kol97] E. E. Kolomeitsev. “Private Mitteilung”. 1997.

- [Kru85a] H. Kruse, B. V. Jacak, J. J. Molitoris, G. D. Westfall, and H. Stöcker. “VLASOV-UEHLING-UHLENBECK THEORY OF MEDIUM-ENERGY HEAVY ION REACTIONS: ROLE OF MEAN FIELD DYNAMICS AND TWO BODY COLLISIONS”. *Physical Review C*, Vol. 31, p. 1770, 1985.
- [Kru85b] H. Kruse, B. Jacak, and H. Stöcker. “Microscopic Theory of Pion Production and Sideways Flow in Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 54, p. 289, 1985.
- [Lau98] F. Laue. *Erzeugung von Kaonen und Antikaonen in Kern-Kern-Stößen*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D), 1998.
- [Lau99] F. Laue, C. Sturm, I. Böttcher, M. Dębowski, A. Foerster, E. Grosse, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, M. Mang, L. Naumann, H. Oeschler, F. Pühlhofer, E. Schwab, P. Senger, Y. Shin, J. Speer, H. Ströbele, G. Surovka, F. Uhlig, A. Wagner, and W. Waluś. “Medium Effects in Kaon and Antikaon Production in Nuclear Collisions at Subthreshold Beam Energies”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 82, p. 1640, 1999.
- [Li97] G. Q. Li, C. H. Lee, and G. E. Brown. “Kaons in dense matter, kaon production in heavy ion collisions, and kaon condensation in neutron stars”. *nucl-th/9706057*, 1997.
- [Man97] M. Mang. *Produktion von K^+ -Mesonen in $^{197}\text{Au}+^{197}\text{Au}$ Stößen bei 1 GeV/Nukleon*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D), 1997.
- [Men00] M. Menzel. *Entwicklung eines Tracking-Triggers für Magnetspektrometer und Messung der K^+ - und K^- -Produktionsraten in Kern-Kern-Stößen bei Strahlenergien von 1-2 AGeV*. PhD thesis, Phillips-Universität Marburg (D), 2000.
- [Met98] V. Metag. “Nucleus-nucleus collisions in the SIS energy regime”. In: *Nucl. Phys. A* 630, pp. 1c–14c, 1998.
- [Mis94] D. Miśkowiec, E. Grosse, P. Senger, and W. Waluś. “Threshold Cherenkov Detectors for a Meson Trigger in a Magnetic Spectrometer”. *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 350, p. 174, 1994.
- [Mun97] C. Müntz, P. Baltes, H. Oeschler, S. Sartorius, C. Sturm, A. Wagner, C. Bormann, D. Brill, Y. Shin, J. Stein, H. Ströbele, W. Ahner, R. Barth, M. Cieślak, M. Dębowski, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, M. Mang, D. Miśkowiec, R. Schicker, P. Senger, B. Kohlmeyer, H. Pöpl, F. Pühlhofer, J. Speer, K. Völkel, and W. Waluś. “Pion Production in Mass-Symmetric Heavy-Ion Collisions at 0.8 - 1.8 AGeV”. *Zeitschrift für Physik A*, Vol. 357, pp. 1399–409, 1997.

- [Nel87] A. E. Nelson and D. B. Kaplan. “STRANGE CONDENSATE REALIGNMENT IN RELATIVISTIC HEAVY ION COLLISIONS”. *Physics Letters B*, Vol. 192, p. 193, 1987.
- [Oes02] H. Oeschler. “Survey of experimental data”. *Journal of Physics G, Nuclear and Particle Physics*, Vol. 28, p. 1787, 2002.
- [Oli92] J.-Y. Ollitrault. “Anisotropy as a signature of transverse collective flow”. *Phys. Rev. D*, Vol. 46, p. 229, 1992.
- [Par02] Particle Data Group. “Review of Particle Physics”. *Physical Review D*, Vol. 66, p. 010001, 2002.
- [Plo03] M. Płoskoń. *in Vorbereitung*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main (D), 2003.
- [Pov94] P. Povh, K. Rith, C. Scholz, and F. Zetsche. *Teilchen und Kerne*. Springer Verlag, Berlin, 1994.
- [Que01] C. Quentmeier, H. H. Adam, J. T. Balewski, A. Budzanowski, D. Grzonka, L. Jarczyk, A. Khoukaz, K. Kilian, P. Kowina, L. N., T. Lister, P. Moskal, W. Oelert, R. Santo, G. Schepers, T. Sefzick, J. Siemisko, M. and. Smyski, A. Strzalkowski, M. Wolke, and W. Zipper. “Near threshold K^+K^- meson-pair production in proton-proton collisions”. *Phys. Lett B.*, Vol. 515, p. 276, 2001.
- [Rau86] W. Rauch. *Untersuchung der Pionenproduktion am System La+La bei Projektilenergien zwischen 500 und 1500 MeV/A*. PhD thesis, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt/Main (D), 1986.
- [Ren84] R. Renfordt, D. Schall, R. Bock, R. Brockmann, J. Harris, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Bangert, W. Rauch, G. Odyniec, H. Pugh, and L. Schroeder. “Stopping Power and Collective Flow of Nuclear Matter in the Reaction Ar+Pb at 0.8 GeV/u”. *Physical Review Letters*, Vol. 53, p. 763, 1984.
- [Sar91] A. Sartorius. *Aufbau und Test einer Vieldrahtproportionalzählkammer zum Teilchennachweis am Kaonenspektrometer*. Master’s thesis, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1991.
- [Sch02] F. Schümann. *Messung des Astrophysikalischen S-faktors der Reaktion ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ durch Coulomb Aufbruch von ${}^8\text{B}$* . PhD thesis, Ruhr Universität Bochum (D), 2002.
- [Sch03a] A. Schmah. *Produktion von Kaonen und Pionen im Stoßsystem ${}^{12}\text{C} + {}^{197}\text{Au}$ bei relativistischen Energien*. Master’s thesis, Technische Universität Darmstadt (D), 2003.
- [Sch03b] E. Schwab. private Mitteilung, 2003.

- [Sch74] W. Scheid, H. Müller, and W. Greiner. “Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions”. *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 32, p. 741, 1974.
- [Sch93a] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz. “Thermal Phenomenology of Hadrons from 200 AGeV S+S Collisions”. *Physical Review C*, Vol. 48, p. 2462, 1993.
- [Sch93b] A. Schröter. *Antikaonenproduktion in Schwerionenkollisionen bei Energien unterhalb der Schwelle*. PhD thesis, TU München, 1993.
- [Sch94] A. Schröter, E. Berdermann, H. Geissel, A. Gillitzer, J. Homolka, P. Kienle, W. Koenig, B. Povh, F. Schumacher, and H. Ströher. “Subthreshold anti-proton and K^- production in heavy ion collisions”. *ZPA*, Vol. 350, p. 101, 1994.
- [Sch97] J. Schaffner-Bielich, I. N. Mishustin, and B. Jakob. “In-medium kaon production at the mean-field level”. *Nucl. Phys. A*, Vol. 625, p. 325, 1997.
- [Sen93] P. Senger, W. Ahner, P. Baltes, P. Beckerle, C. Bormann, D. Brill, M. Cieślak, E. Grosse, W. Henning, P. Koczoń, B. Kohlmeyer, W. Konrad, D. Miśkowiec, C. Müntz, H. Oeschler, H. Pöpl, W. Prokopowicz, F. Pühlhofer, S. Sartorius, R. Schicker, B. Schlei, E. Schwab, Y. Shin, J. Speer, J. Stein, K. Stiebing, R. Stock, H. Ströbele, C. Sturm, K. Völkel, A. Wagner, and W. Waluś. “The Kaon Spectrometer at SIS(GSI)”. *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 327, p. 393, 1993.
- [Sen99] P. Senger. “Erzeugung von Pionen und Kaonen in relativistischen Schwerionenstößen”. Habilitationsschrift vorgelegt beim Fachbereich Physik der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main, 1999.
- [Shi98] Y. Shin. *Azimutal anisotrope Emission von K^+ Mesonen in Au+Au Stößen bei 1 AGeV*. PhD thesis, Universität Frankfurt/M., 1998.
- [Sib95] A. Sibirtsev. “Internal nuclear momentum and subthreshold kaon production”. *Physics Letters B*, Vol. 359, p. 29, 1995.
- [Sib97] A. Sibirtsev, W. Cassing, and C. Ko. “Antikaon production in nucleon-nucleon reactions near threshold”. *Z. Phys. A.*, Vol. 358, p. 101, 1997.
- [Sie79] P. Siemens and J. Rasmussen. “Evidence for a Blast Wave from Compressed Nuclear Matter”. *Physical Review Letters*, Vol. 42, p. 880, 1979.
- [Sik99] F. Siklér and The NA49 Collaboration. “Hadron production in nuclear collisions from the NA49 experiment at 158 GeV/c · A”. *Nuclear Physics A*, Vol. 661, p. 45c, 1999. Proceedings of Quark Matter 99.
- [Ste91] H. Stelzer. “Multiwire Chambers with a Two-Stage Gas Amplification”. *Nuclear Instruments and Methods A*, Vol. 310, p. 103, 1991.

-
- [Sto86] H. Stöcker and W. Greiner. “High Energy Heavy Ion Collisions - Probing the Equation of State of Highly Excited Hadronic Matter.”. *Physics Reports*, Vol. 137, p. 277, 1986.
- [Stu01] C. Sturm. *K⁺-Produktion in Schwerionenreaktionen als Sonde für die Inkompressibilität von Kernmaterie*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt (D), 2001.
- [Stu96] C. Sturm, J. J. Blanco Pillado, H. Oeschler, H. Stelzer, and A. Wagner. “Test of Gas Mixtures for Multiwire Proportional Chambers”. GSI Scientific Report 1995, 1996.
- [Sur00] G. Surowka. *Measurement of the astrophysical factor S17 by the coulomb break-up of 8B at 254 MeV/u*. PhD thesis, Jagiellonian University of Cracow (PL), 2000.
- [Uhl98] F. Uhlig. *Zwei Vieldrahtproportionalkammern zur Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion $^8B(\gamma, p)^7Be$* . Master’s thesis, Technische Universität Darmstadt (D), 1998.
- [Vec] E. Vector Fields Limited, Oxford OX51JE.
- [Wag00] A. Wagner, C. Müntz, H. Oeschler, C. Sturm, R. Barth, M. Cieřlak, M. Dębowski, E. Grosse, P. Koczoń, F. Laue, M. Mang, D. Miřkowiec, E. Schwab, P. Senger, P. Beckerle, D. Brill, Y. Shin, H. Ströbele, W. Waluř, B. Kohlmeyer, F. Pühlhofer, J. Speer, and I. K. Yoo. “Emission Pattern of High-Energy Pions: A New Probe for the Early Phase of Heavy-Ion Collisions”. *Physical Review Letters*, Vol. 85, p. 18, 2000.
- [Wag92] A. Wagner. *Flugzeitmessungen am Kaonenspektrometer*. Master’s thesis, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1992.
- [Wag96] A. Wagner. *Systematische Untersuchung symmetrischer Schwerionenreaktionen: Pionen als Sonden der Reaktionsdynamik*. PhD thesis, Technische Hochschule Darmstadt (D), 1996.
- [Yar79] Y. Yariv and Z. Fraenkel. “Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions”. *Physical Review C*, Vol. 20, p. 2227, 1979.

Lebenslauf

Angaben zur Person

Nachname:	Uhlig
Vorname:	Florian
Geburtsdatum:	04.06.1971
Geburtsort:	Darmstadt
Familienstand:	verheiratet, keine Kinder

Bildungsweg

1977-1981	Schillerschule Groß-Gerau (Grundschule)
1981-1987	Martin-Buber-Schule Groß-Gerau (Gesamtschule)
1987-1990	Prälat-Diehl-Gymnasium Groß-Gerau
1990	Abitur
1990-1991	Wehrdienst
1991-1998	Studium der Physik Technischen Hochschule Darmstadt
1998	Diplom
1998	Beginn des Promotionsstudiums Technischen Universität Darmstadt
1998-2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter Technische Universität Darmstadt

Danksagung

Als erstes möchte ich allen Mitgliedern der KaoS-Kollaboration für das angenehme Arbeitsklima in der Gruppe danken. Ohne ihre Hilfe und Unterstützung wäre die vorliegende Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen.

Meinem Doktorvater Herrn Privatdozent Dr. Helmut Oeschler bin ich nicht nur für die anregenden und motivierenden Diskussionen zu großem Dank verpflichtet. Er hat auch durch seine fröhliche und herzliche Art sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ich danke Herrn Prof. Dr. Peter Braun-Munzinger für die Möglichkeit diese Arbeit an der GSI durchführen zu können.

Besonderer Dank gebührt meinem Zimmergenossen Andreas Förster, der alle Höhen und Tiefen bei Erstellung dieser Arbeit mitgemacht hat. Mit ihm waren nicht nur wichtige, sondern auch “nichtige” Diskussionen jederzeit möglich. Die tägliche Zusammenarbeit mit ihm hat mir während der ganzen Zeit viel Spaß bereitet.

Danken möchte ich auch den weiteren Mitgliedern der TUD-Arbeitsgruppe: Dr. Christian Sturm, der immer hilfreich zur Stelle war, obwohl er viele andere Aufgaben hatte, Dr. Andreas Wagner, der manchmal die letzte Rettung war und den beiden “Jungkaoten” Alexander Schmah und Simon Lang für die unzähligen ernsten, aber auch erheiternden Debatten.

Allen Mitgliedern der KaoS-Kollaboration danke ich für ihre große Hilfsbereitschaft, wobei Dr. Peter Senger für sein unermüdliches Engagement für die KaoS-Kollaboration, sowohl bei der Organisation der Experimente als auch bei der anschließenden Diskussion der Ergebnisse, Dr. Yang-Hwan Shin für die Einführung in die dunklen Tiefen des Kleinwinkelhodoskops und der Analyse, Dipl.-Ing. Erwin Schwab für die Verhinderung von Schäden, die ich sonst angerichtet hätte und Dr. Pjotr Koczón für die Aufklärung in Computerdingen, besonders zu erwähnen sind.

Dr. Christoph Hartnack danke ich für die Einführung in die “Welt der Transportmodelle”.

Großer Dank gilt meinen Eltern, die mir das Studium und die Promotion ermöglicht haben. Meiner Frau Daniela möchte ich dafür danken, dass sie mich in der stressigen Zeit des Zusammenschreibens dieser Arbeit ertragen hat. Ohne sie hätte ich diese Arbeit nicht beendet.

